

Menges, Ralf

Disbui. Mainz

1989

Digitized by the Internet Archive
in 2026

Kollineare Laserspektroskopie an radioaktiven neutronenarmen Blei - und Thalliumisotopen

Dissertation

zur Erlangung des Grades

"Doktor der Naturwissenschaften"

am Fachbereich Physik

der Johannes Gutenberg - Universität

in Mainz

Ralf Menges

geboren in Kirberg / Ts.

Mainz 1988

1. Berichterstatter: Prof. Dr. G. Huber
2. Berichterstatter: Prof. Dr. G. Fricke
Tag der mündl. Prüfung: 20.2.1989

Inhalt

1. Einleitung	1
2. Grundlagen	5
2.1 Die Ionosphäre	5
2.2 Die Magnetosphäre	8
3. Experiment	9
3.1 Die Produktion der ionosphären Plasma	9
3.2 Die elektronische Kommunikation	11
4. Ergebnisse	14
4.1 Theoretische Grundlagen	14
4.1.1 Spektralanalytische Eigenschaften	14
4.1.2 Die Bedeutung der Ionosphäre	15
4.2 Die Ionosphäre	16
4.2.1 Spektralanalytische Eigenschaften	16
4.2.2 Bedeutung der ISV und ISF	21
5. Die magnetischen Momente	24
5.1 Theoretische Grundlagen	24
5.2 Die magnetischen Momente der Teilchen	26
5.3 Die magnetischen Momente im ISV	28
6. Die magnetischen Quasigruppentheorien	37
6.1 Theorien	37
6.1.1 Die Quasigruppentheorie der 4-2 Teilchen	37
6.1.2 Die Quasigruppentheorie der 4-2 Teilchen	42
6.2 ISV	48
7. Analyse der ISV	47
7.1 Theorien	47
7.1.1 Die Detektion der Teilchen	48

Meinen Eltern
und
meiner Frau Karin
gewidmet

Inhalt

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	2
2.1	Die Isotopieverschiebung	2
2.2	Die Hyperfeinstruktur	6
3	Experiment	8
3.1	Die Produktion der kurzlebigen Nuklide	8
3.2	Die kollineare Laserspektroskopie	11
4	Ergebnisse	14
4.1	Thallium	14
4.1.1	Spektroskopische Eigenschaften	14
4.1.2	Die Bestimmung der ISV und Hfs	15
4.2	Blei	19
4.2.1	Spektroskopische Eigenschaften	19
4.2.2	Bestimmung der ISV und Hfs	21
5	Die magnetischen Momente	24
5.1	Theoretische Beschreibung	24
5.2	Die magnetischen Momente der Thalliumisotope	26
5.3	Die magnetischen Momente im Blei	33
6	Die elektrischen Quadrupolmomente	37
6.1	Thallium	37
6.1.1	Die Quadrupolmomente der u-g Thalliumisotope	41
6.1.2	Die Quadrupolmomente der u-u Thalliumisotope	42
6.2	Blei	45
7	Analyse der ISV	47
7.1	Thallium	47
7.1.1	Die Deformation der Thalliumisotope	53

7.1.2	Das Staggering der Thalliumisomere	54
7.1.3	Die Isomerieverschiebung der geraden Thalliumisotope . . .	56
7.2	ISV der Bleisotope	59
7.2.1	Analyse der ISV	59
7.2.2	Die Ladungsradien für Blei	60
7.2.3	Das odd - even Staggering in Blei	64
7.2.4	Die Deformation der Bleisotope	65
8	Die Ladungsradien um $Z = 82$	68
9	Zusammenfassung	70

Abbildungsverzeichnis

3.1	Produktion der radioaktiven Isotope	9
3.2	Die gebunchte Ionenquelle	10
3.3	Experimenteller Aufbau	12
4.1	Auszug aus dem Thalliumtermschema	15
4.2	Übersicht der gemessenen Thalliumresonanzen relativ zu ^{203}Tl . .	16
4.3	Hfs - Anordnung	17
4.4	Auszug aus dem Bleitermschema	21
4.5	Linienlagen der gemessenen Bleiisotope	22
5.1	magn. Momente Thallium	28
5.2	Schalenmodellniveaufolge um $Z = 82$	29
5.3	magn. Momente der ug - Isotope im Thallium	30
5.4	magn. Momente der uu - Isotope	32
5.5	magn. Momente Blei	35
5.6	g - Faktoren für $i13/2$ - Zustände im Blei	36
6.1	Q_s für die $I = 7$ und $I = 2$ Isotope	43
6.2	Q_s für $I = 13/2$ Isomere	46
7.1	$\delta < r^2 >^{205,A}$ für Thallium	52
7.2	Deformation der Thalliumisotope	53
7.3	Nilssondiagramm für Protonenzustände um $Z = 82$	55
7.4	Ladungsradien der geraden Thalliumisotope	56
7.5	Isomeriverschiebung der geraden Thalliumisotope	57
7.6	Brix - Kopfermann Diagramm für die Thalliumisotope	58
7.7	Kingplot für Blei	60
7.8	$\delta < r^2 >^{208,A}$ für Blei	63
7.9	Brix - Kopfermann - Diagramm für Blei	64
7.10	Staggeringparameter γ für Blei	65
8.1	Ladungsradien um $Z = 82$	69

Tabellenverzeichnis

2.1	$C_{unif.}$ für Thallium.	4
4.1	ISV und Hfs Parameter für Thallium.	20
4.2	ISV und Hfs Parameter für Blei.	23
5.1	magn. Momente für Thallium.	27
5.2	theor. magn. Momente für Thallium.	29
5.3	magn. Momente für Blei	33
6.1	$\langle r^{-3} \rangle$ - Werte für Thallium.	38
6.2	Quadrupolmomente für Thallium.	40
6.3	elektr.Quadrupolmomente für Blei	45
7.1	F - Werte für Thallium.	48
7.2	spez. Masseneffekt	49
7.3	$\delta \langle r^2 \rangle$ für Thallium.	51
7.4	$\delta \langle r^2 \rangle$ für Blei.	61
7.5	Deformation des Intruderzustandes im Blei	66

1 Einleitung

Mit Anwendung laserspektroskopischer Methoden auf die Messung der Grundzustandseigenschaften radioaktiver Kerne ist durch die Entwicklung hochempfindlicher Methoden ein umfangreiches Datenmaterial zugänglich geworden [Ott88]. Dies kann zur Interpretation und Beschreibung der Kernstruktur herangezogen werden. Die Gebiete der Übergangskerne in der Nähe abgeschlossener Schalen stellen einen besonders interessanten Fall dar, da hier kollektive Freiheitsgrade der Kerne, wie etwa Rotations- und/oder Vibrationsfreiheitsgrade zusammen mit Einteilcheneigenschaften sichtbar werden. Die Messung des magnetischen Dipolmoments des Kerngrundzustandes in langen Isotopenketten stellt einen empfindlichen Test für die beteiligten Kernzustände dar. Das elektrische Quadrupolmoment erlaubt die Festlegung nicht nur der absoluten Größe der Deformation des Kerns sondern auch des Vorzeichens der Deformation und damit der Kernform.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Messungen an den Isotopenketten der Elemente Blei und Thallium weiter ausgedehnt und durch Ausnutzen spezieller Eigenschaften der GSI-on-line Ionenquelle auch die Niedrigspinisomere der neutronenarmen Thalliumisotope mit $A = 190$ bis $A = 196$ vermessen.



2 Grundlagen

2.1 Die Isotopieverschiebung

Unter dem Begriff Isotopieverschiebung (*ISV*) versteht man den Frequenzunterschied in einer Resonanzlinie für zwei Isotope eines Elementes. Die ISV wird als positiv definiert, wenn die Frequenz des schwereren Isotopes größer ist als die des leichteren [Hei74]. Sei also $A' > A$, so gilt

$$\nu^{A'} = \nu^A + ISV$$

Die ISV enthält einen Anteil, der auf die endliche Masse des Kerns zurückgeht und einen, der durch das endliche Kernvolumen zustande kommt. In Störungstheorie 1. Ordnung kann der Masseneffekt (ME) weiter unterteilt werden in den normalen Masseneffekt (NME),

$$\delta\nu_{NME}^{A,A'} = \frac{\nu}{1836.1} \frac{A' - A}{AA'}$$

welcher immer positiv definiert ist, und den spezifischen Masseneffekt (SME),

$$\delta\nu_{SME}^{A,A'} = \frac{A' - A}{AA'} \cdot K$$

der die Korrelation der Elektronenimpulse untereinander berücksichtigt. Die Größe K ist als Vielkörperbeitrag nur näherungsweise berechenbar. Der SME stellt die kritischste Größe in der ISV - Analyse dar. Die Rechtfertigung dieser Aufspaltung des ME gerade bei schweren Elementen, wo relativistische Effekte deutlich werden, wurde in jüngster Zeit in Frage gestellt [Pal87]. Ebenso wurde die Theorie des KVE neu überarbeitet und konsequent auf die Einführung nicht-relativistischer und kernmodellabhängiger Größen verzichtet [Blu84,Blu87].

In dem Standardverfahren der ISV Analyse zerfällt der KVE in drei Teile [Hei74],

1. den elektronischen Faktor E_i , der nichtrelativistisch berechnet wird.

$$E_i = \frac{\pi \cdot a_0^3}{Z} \cdot \Delta|\psi(0)|^2$$

mit

$$\Delta|\psi(0)|^2 = \beta \cdot |\psi(0)|_{n_s}^2$$

$|\psi(0)|_{n_s}^2$ kann aus der Hyperfeinstrukturaufspaltung des Zustandes entnommen werden, gemäß

$$|\psi(0)|_{n_s}^2 = \frac{3A_s}{8\pi a_0^3 \alpha^2 R_\infty g^I F_r (1-\delta)(1-\epsilon)}$$

- der relativistische Korrekturfaktor F_r ist in [Kop58] tabelliert, die Breit-Rosenthal-Korrektur $(1-\delta)$ berücksichtigt die endliche Ausdehnung der Kernladungsverteilung, die Bohr-Weisskopf-Korrektur $(1-\epsilon)$ die endliche Ausdehnung der Kernmagnetisierung -, oder aus der G-F-S - Formel¹

$$|\psi(0)|_{n_s}^2 = \frac{1}{\pi a_0^3} \frac{ZZ_a^2}{n_a^3} \left(1 - \frac{d\sigma}{dn}\right)$$

Der Quantendefekt σ berechnet sich aus der Termenergie T nach

$$\sigma = n - n_a \quad n_a = \sqrt{\frac{R}{T}}$$

der Abschirmfaktor β kann ab initio Rechnungen, wie Hartree - Fock (HF) oder Dirac - Fock - Rechnungen entnommen werden.

2. den relativistischen Korrekturfaktor $f(Z)$

$$f(Z) = \frac{5}{2} \frac{(\frac{1}{2}(A + A'))^{1/3}}{r_0^2(A - A')} \cdot C_{unif.}$$

$C_{uniform}$ ist eine theoretische ISV - Konstante, die von mehreren Autoren berechnet und tabelliert ist. Die Werte sind leicht unterschiedlich auf Grund verschiedener Näherungen. Für Thallium sind sie in Tabelle. 2.1 aufgelistet.

3. den nuklearen Parameter λ , der die eigentliche Meßgröße darstellt. λ beinhaltet im wesentlichen die Änderung des mittleren quadratischen Ladungsradius $\delta < r^2 >$

$$\lambda = \delta < r^2 > + \frac{C_4}{C_2} \delta < r^4 > - \frac{C_6}{C_2} \delta < r^6 > + \dots$$

die Koeffizienten C_i sind bei Seltzer [Sel69] und Blundell et al. [Blu87] tabelliert.

¹ Goutsmitt-Fermi-Segré

$C_{unif.}/GHz$	Referenz
15.25	[Fra62]
14.03	[Bod60]
15.18	[Bab63]
14.506	[Blu85]

Tab. 2.1: $C_{unif.}$ für Thallium.

Der KVE schreibt sich also als

$$\delta\nu_{KVE} = E_i \cdot f(Z) \cdot \delta \langle r^2 \rangle$$

Die neuere Theorie [Blu87] benutzt direkt ab initio berechnete relativistische elektronische Faktoren

$$\begin{aligned} \delta\nu_{KVE} &= \frac{2\pi}{3} Z \alpha \hbar c \Delta |\psi(0)|^2 \cdot \lambda^{A,A'} \\ &= \frac{Z}{6} \cdot K \cdot \Delta D \cdot \lambda \end{aligned}$$

mit

$$K = 2.3444 \frac{MHz}{fm^2}$$

$$\Delta D = 4 \cdot \pi \Delta |\psi(0)|^2 a_0^3$$

ΔD kann mit DF- oder MCDF² - Programmen berechnet werden. (siehe Kapitel 7) Auch bei der Extraktion des elektronischen Faktors aus der bekannten Hfs - Aufspaltung oder aus der GFS - Formel wird die Einführung nichtrelativistischer Größen vermieden, und direkt die relativistischen Ausdrücke benutzt. Es gilt

$$\delta\nu_{KVE} = K \cdot \Delta N \cdot \lambda = F \cdot \lambda$$

$$K = \frac{2\pi}{3} Z \alpha \hbar c = \frac{2\pi}{3} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0}$$

$$\Delta N = \beta \cdot N$$

²Multi-Configuration- Dirac-Fock

β ist der Abschirmfaktor

$$N = \eta \frac{Z_i Z_a^2}{\pi a_0^3 n_a^3} F_r \cdot \left(1 - \frac{d\sigma}{dn}\right) (1 - \delta)$$

$$= 1,566 \frac{MHz}{fm^2} \eta Z \frac{Z_i Z_a^2}{n_a^3} F_r \cdot \left(1 - \frac{d\sigma}{dn}\right) (1 - \delta)$$

und mit der Hfs.

$$N = \frac{2\pi}{3} Z \alpha \hbar c \eta \frac{1}{1 - \epsilon} \frac{1}{\pi P} a_s$$

$$= 6.150 \cdot 10^{-3} \frac{MHz}{fm^2} Z \eta \frac{1}{1 - \epsilon} \frac{1}{g_I} \frac{a_s}{[MHz]}$$

$$P = \frac{4}{3} \alpha^2 R_\infty (m/m_p) g_s g_I a_0^3 = 1.259 \cdot 10^{-31} m^2 \cdot g_I$$

η ist ein rel. Korrekturfaktor, der den unterschiedlichen funktionellen Zusammenhang der großen und kleinen Dirac Komponenten der Wellenfunktion berücksichtigt, wie er in die Hfs - Wechselwirkung eingeht und in den KVE. Er ist bei [Blu87] tabelliert, a_s ist der A - Faktor des beteiligten s - Zustandes. Die oben angegebenen Beziehungen sind gültig in der Zentralfeldnäherung, d.h. nur für reine Konfigurationen. Es muß daher sichergestellt sein, daß die Hfs - Aufspaltung, die zur Analyse herangezogen wird keine Beimischungen anderer Zustände enthält.

2.2 Die Hyperfeinstruktur

Die Wechselwirkung der Ladungsverteilung der Elektronenhülle mit der Ladungsverteilung des Kerns führt zur Hyperfeinaufspaltung der optischen Spektrallinien. Sie kann in einer Multipolentwicklung dargestellt werden [Sch55,Sch57]

$$H_1 = \sum_{k=1}^{\infty} T_e^k \cdot T_n^k$$

Die $T_{e,n}^k$ sind Tensoren k - ter Stufe und wirken jeweils nur auf die Elektronen- und Kernkoordinaten.

Die Größenordnung der Hfs - Aufspaltung liegt vier bis fünf Größenordnungen unter der Feinstrukturaufspaltung. Die experimentelle Genauigkeit der Laserspektroskopie erlaubt die Vernachlässigung der höheren Terme der Entwicklung. Es werden also nur das magnetische Dipolmoment und das elektrische Quadrupolmoment berücksichtigt. Störungsrechnung erster Ordnung ergibt die bekannte Hfs - Formel [Kop58]

$$\Delta W_{HFS} = \frac{A}{2}K + B \frac{\frac{3}{4}K(K+1) - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)} \quad (2.1)$$

mit

$$K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$$

$\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$ stellt dabei den erhaltenen Gesamtdrehimpuls des Systems dar. Der A - Faktor beschreibt die Wechselwirkung des magn. Dipolmoments μ_I des Kerns mit dem Magnetfeld am Kernort $\langle H(0) \rangle$.

$$A = \frac{\mu_I \langle H(0) \rangle}{IJ} \quad (2.2)$$

B gibt den Beitrag des elektrischen Kernquadrupolmoments Q_s mit dem elektrischen Feldgradienten $\langle V_{zz} \rangle$ der Elektronenhülle am Kernort

$$B = eQ_s \langle V_{zz}(0) \rangle \quad (2.3)$$

Die Größen $\langle H(0) \rangle$ und $\langle V_{zz} \rangle$ enthalten im wesentlichen $\langle r^{-3} \rangle$ - Erwartungswerte. In einer relativistischen Theorie der Hfs, wie sie z.B. in [Lin74] ausführlich dargestellt ist, sind diese Erwartungswerte für jedes Moment verschieden. In der nichtrelativistischen Zentralfeldnäherung sind alle $\langle r^{-3} \rangle$ für $A, B,$

und Feinstruktur gleich. Dies kann zur Bestimmung der nuklearen Parameter ausgenutzt werden, wenn kein magn. Moment oder Quadrupolmoment zur Eichung der elektronischen Größen bekannt ist. Die hierzu gebräuchlichen Beziehungen sind in Kapitel 6.1 angegeben.

Die relativistische Mehrelektronentheorie für die Hfs ist der effektive Operatorformalismus [Lin74]. Er ist die Verallgemeinerung der Einteilchentheorie [Sch55,57].

Die relativistische Wellenfunktion wird in LS - gekoppelte Wellenfunktionen entwickelt, und ein effektiver Operator so konstruiert, daß die Erwartungswerte denen des relativistischen Operators mit jj - gekoppelten Wellenfunktionen gleichen. Die Größen $\langle H(0) \rangle$ und $\langle V_{zz}(0) \rangle$ enthalten dann eine Summe von mehreren Radialintegralen $\langle r^{-3} \rangle^{ij}$. Die Ausdrücke für den Operator des magn. Moments und des elektr. Quadrupolmoments sind [Lin74]

$$H_{dip}^{eff} = h \frac{T^1(n)}{\mu/I} \sum_i (a_{nl}^{01} \vec{l}_i - \sqrt{10} a_{nl}^{12} (\vec{s}_i C_i^2)^1 + a_{nl}^{10} \vec{s}_i)$$

$$H_Q^{eff} = h \frac{T^2(n)}{eQ} \sum_i (-b_{nl}^{02} C_i^2 - \sqrt{\frac{3}{10}} b_{nl}^{13} U_i^{(13)2} + \sqrt{\frac{3}{10}} b_{nl}^{11} U_i^{(11)2})$$

mit

$$\langle II | T_0^1(n) | II \rangle = \mu_I$$

$$\langle II | T_0^2(n) | II \rangle = \frac{1}{2} eQ$$

Die Koeffizienten a^{ij} und b^{ij} sind durch

$$a^{ij} = \frac{2\mu_B \mu_I}{h I} \langle r^{-3} \rangle^{ij}$$

$$b^{ij} = \frac{e^2}{h} Q \langle r^{-3} \rangle^{ij}$$

gegeben. Die Radialintegrale sind z.B. in [Lin74] für viele Elemente berechnet und tabelliert. Die für Blei und Thallium wichtigen Werte sind in Kapitel 6 angegeben.

3 Experiment

3.1 Die Produktion der kurzlebigen Nuklide

Die neutronenarmen Blei- und Thalliumisotope wurden am on - line Massenseparator der GSI [Bru81] durch Schwerionenfusion erzeugt. Um eine möglichst hohe Produktionsrate zu erreichen benötigt man hohe Projekttilströme, eine Fusionsreaktion mit großem Reaktionsquerschnitt und nicht zuletzt Targetmaterialien, die eine hohe Temperaturbeständigkeit besitzen. Mit Hilfe des Evaporationskodes HI-VAP [Rei81] lassen sich Fusionsquerschnitte für verschiedene Target - Projektil Kombinationen berechnen, und entscheiden, ob zur Produktion angereicherte Targets von Nutzen sind. Bei den hier vorliegenden Messungen kamen drei Targets zum Einsatz. Ein ^{nat}W Target vorwiegend für die Produktion von Bleisotopen über die Reaktion $^{nat}W(^{16}O, xn)^APb$ und ein angereichertes Wolframtarget zur Erzeugung sehr neutronenarmer Bleikerne, sowie ein ^{181}Ta Target für die Reaktion $^{181}Ta(^{16}O, xn)^{197-x}Tl$. In Abbildung 3.1 sind die berechneten und mittels γ -Spektroskopie gemessenen Produktionsraten [Kle88] verglichen. Die Differenz zwischen den Werten erklärt sich aus der Effizienz des Massenseparators.

Alle Messungen wurden mit dem 'gebunchten' Typ der FEBIAD Ionenquelle [Kir86] durchgeführt (siehe Abbildung 3.2). Hier wird durch Kühlen eines Teils der Ionenquelle erreicht, daß die aus dem Targetmaterial austretenden Fusionsprodukte an der gekühlten Stelle ausfrieren, und so gesammelt werden. Nach dem Abschalten der Kühlung wird die Aktivität in einem kurzen Puls freigesetzt. Der Puls enthält eine wesentlich größere Strahlintensität als bei einem kontinuierlichen Betrieb der Quelle erreicht werden kann. Damit kann der Signaluntergrund durch kurze Meßzeit praktisch eliminiert werden, was zu einer erheblichen Verbesserung des Signal zu Rausch Verhältnisses bei dem optischen Nachweis der kollinearen Laserspektroskopie führt.

Die Schwerionenfusionsreaktion bildet Kerne mit hoher innerer Energie und

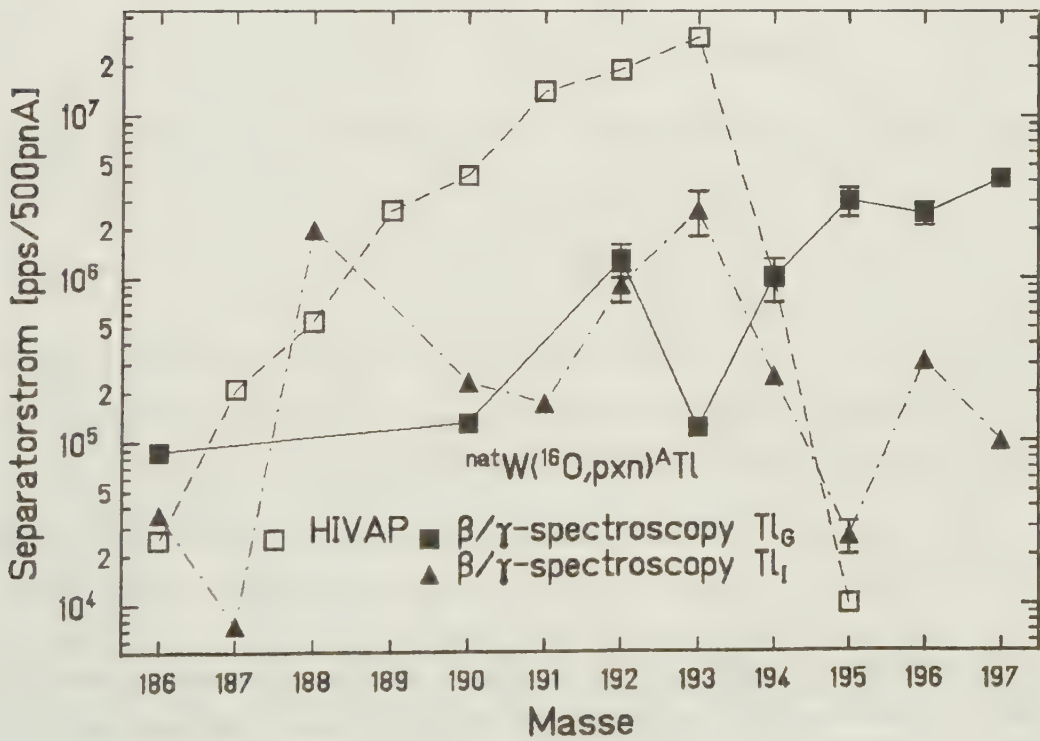
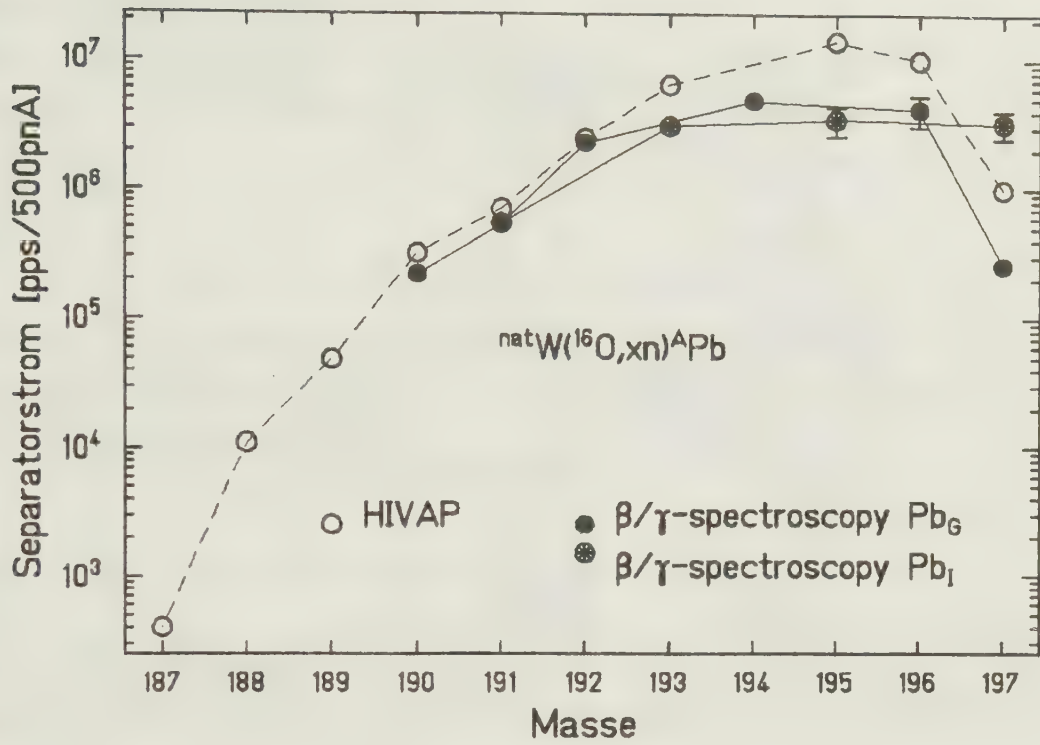


Abb. 3.1: Produktionsrate der radioaktiven Isotope, normiert auf 500 Teilchen-nA UNILAC Strom

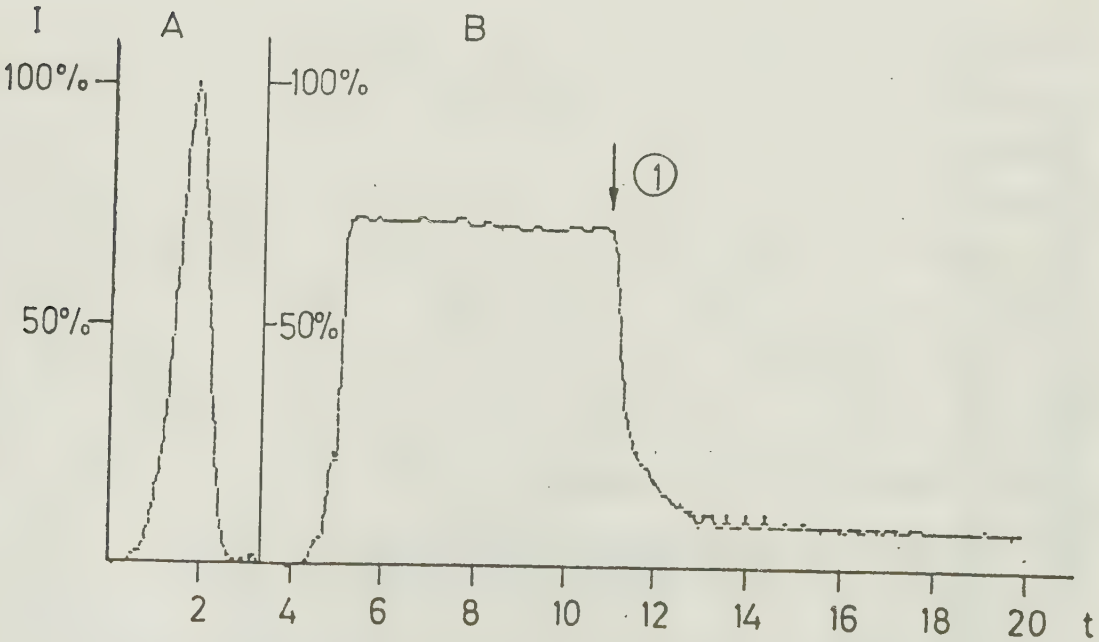
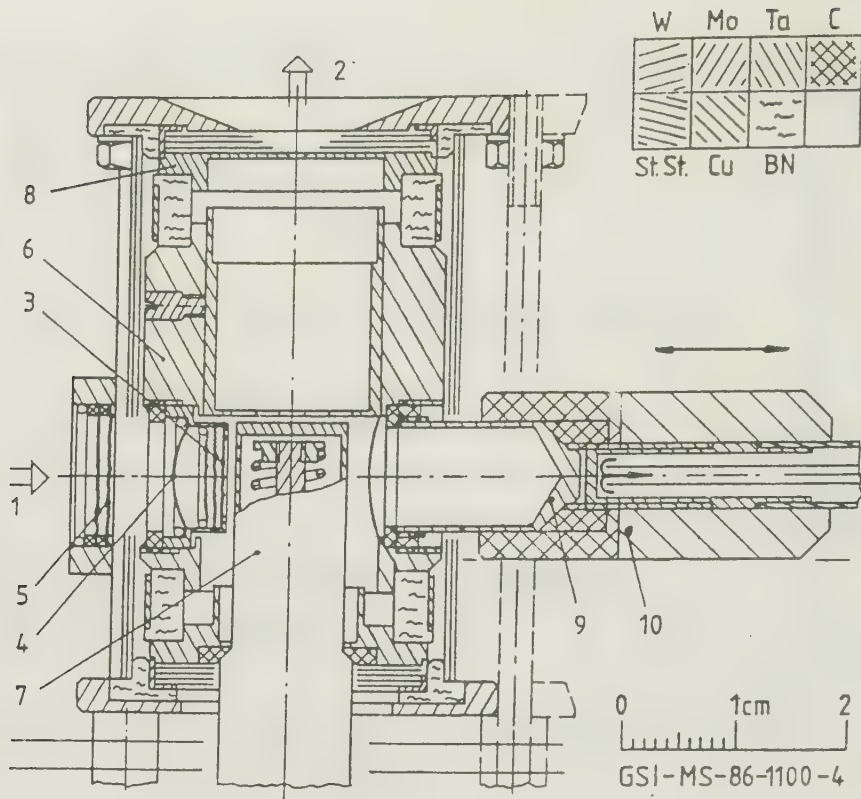


Abb. 3.2: Die gebunchte Ionenquelle und der zeitliche Verlauf eines 'bunches' der Ionenquelle. Es bedeutet: 1 Schwerionenstrahl, 2 extrahierter Ionenstrahl, 3 Targets, 4 Quellenfenster, 5 Hitzeschilder, 6 Anode, 7 Kathode, 8 Antikathode, 9 Kühltasche, 10 Kühlblock. Im Bereich A des unteren Bildes ist der Vollausschlag (=100%) 100nA, in B nur 1nA, die Zeitmarke 1 kennzeichnet das Einschalten der Kühlung der Quelle.

großem Drehimpuls. Hat nun der Kern isomere Zustände mit großem Drehimpuls, so werden diese bevorzugt gebildet. Die Niedrigspin Grundzustände sind unterdrückt. So sind insbesondere bei Thallium in der Literatur für die neutronenarmen Isotope mit gerader Masse nur Daten für die Isomere mit Spin $I = 7$ bekannt.

Die ' gebunchte ' Ionenquelle bietet hier die Möglichkeit auch die Niedrigspini-somere mit $I = 2$ zu messen. Die Projektil - Target Kombination wird für Blei ausgelegt. Die gebildeten radioaktiven Bleisotope zerfallen dann während der Aufsammelzeit auch in den Grundzustand der Thalliumisotope.

3.2 Die kollineare Laserspektroskopie

Die Energieunschärfe ΔE_o der Ionen in einer Ionenquelle stellt bei einer elektrostatischen Beschleunigung eine Erhaltungsgröße dar, so daß gemäß Gleichung 3.1 die Geschwindigkeitsunschärfe Δv

$$\Delta E_o = \frac{1}{2} m \Delta v^2 = m v \Delta v \quad (3.1)$$

bei einer Erhöhung der Geschwindigkeit v abnimmt [Kau76]. Im Frequenzmaßstab ist die Restdopplerbreite dann

$$\Delta \nu_o = \frac{\nu_o \Delta E_o}{\sqrt{2 e U m c^2}} \quad (3.2)$$

Für die in einer Plasmaionenquelle typische Energieunschärfe von einigen eV bleibt so nach Gleichung 3.2 bei einer Beschleunigungsspannung von 60 kV eine Restdopplerbreite von etwa 60 MHz übrig. Dies hat den Vorteil, daß alle Teilchen im Stahl mit einem Laser optisch angeregt werden können.

Der experimentelle Aufbau für die kollineare Laserspektroskopie ist in [Küh87] ausführlich beschrieben. Er beginnt, wie in Abbildung 3.3 gezeigt, mit einem elektrostatischen Ablenker, in dem der Ionenstrahl kollinear mit dem Laserstrahl überlagert wird. In einer Alkalidamp fzelle werden die Ionen durch Ladungsaustauschstöße neutralisiert. Dies ist notwendig, da die optischen Grundzustandsübergänge der Ionen meist im UV - Bereich liegen, die der Atome aber der Laserspektroskopie mit sichtbarem Licht leichter zugänglich sind. Die Qua-

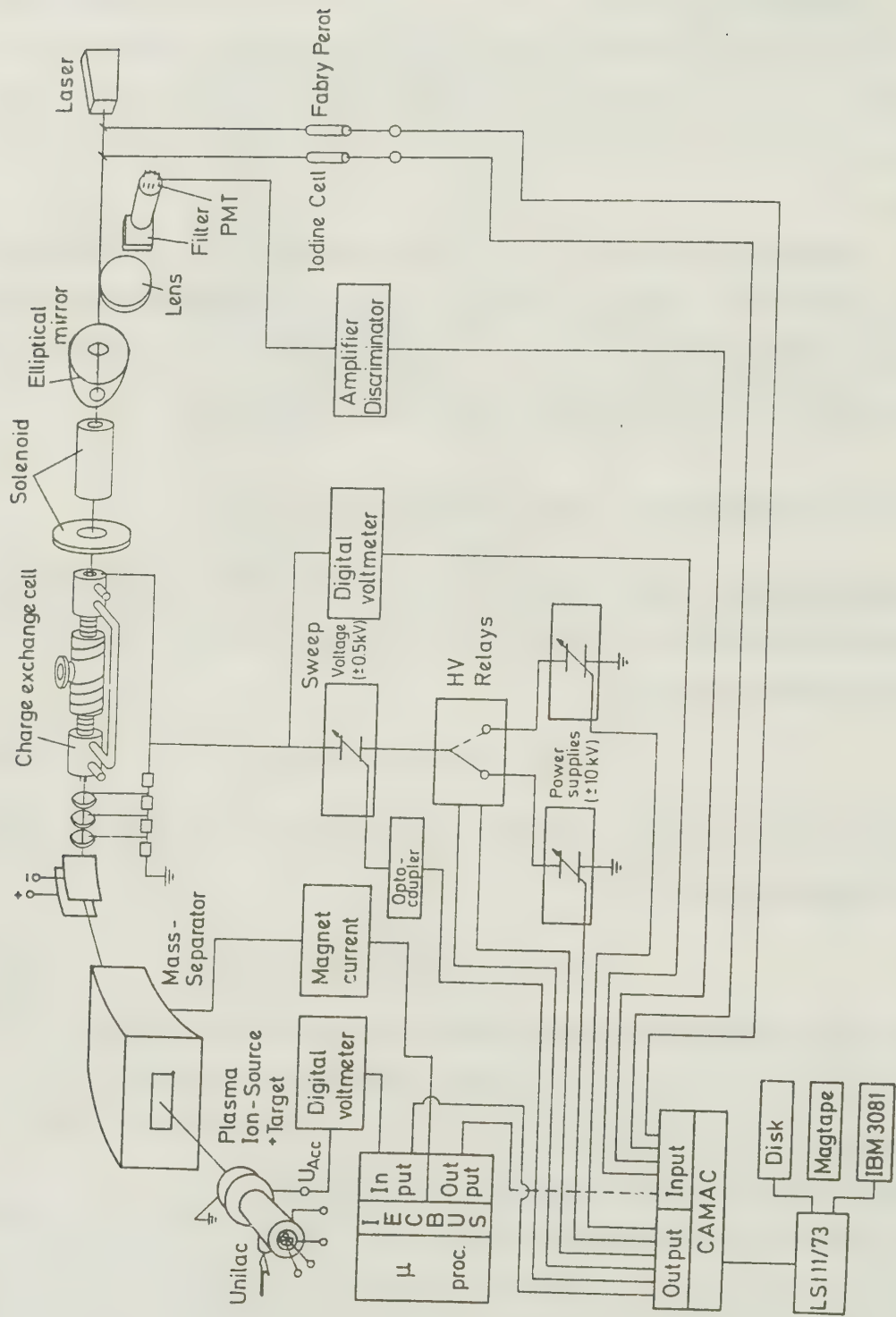


Abb. 3.3: Experimenteller Aufbau. Die Beschreibung der wichtigsten Komponenten erfolgt im Text.

lität des Ionenstrahls bleibt erhalten da die Wirkungsquerschnitte für Ladungsaustauschstöße etwa zwei Größenordnungen über denen für gaskinetische Stöße liegen [Mas74]. Die Ladungsaustauschzelle bringt zusätzlich den Vorteil, bei fester Laserfrequenz die atomare Resonanz durchzustimmen, indem man eine zusätzliche variable Hochspannung an die Zelle anlegt ('*Dopplerscan*'). Dies führt mit geringerem Aufwand zu einer höheren Meßgenauigkeit als beim Durchstimmen der Laserfrequenz, da die Stabilität und Linearität eines Spannungsnetzgerätes mit $2 \cdot 10^{-4}$ besser ist als die des Lasers mit etwa 2%.

Die neutralisierten Teilchen werden vom Laser optisch angeregt und das Fluoreszenzlicht mit einem Photovervielfacher nachgewiesen. Die Nachweisoptik hierfür besteht aus einem ellipsoidförmigen Hohlspiegel und einer Quarzlinse, die das Fluoreszenzlicht mit großem Raumwinkel auf den Photovervielfacher fokussieren. Damit zwischen der Ladungsaustauschzelle und der Nachweisoptik kein optisches Pumpen auftritt, wird durch ein longitudinales Magnetfeld eine Zeeman - Aufspaltung der atomaren Zustände erzeugt, die die Resonanzlinie verstimmt und eine optische Anregung stark unterdrückt.

Da unterschiedliche Massen im Ionenstrahl verschiedene Geschwindigkeiten haben, benötigt man unterschiedliche Spannungen an der Ladungsaustauschzelle für verschiedene Isotope. Die Steuerung der Messungen mit einem LSI11/73 Rechner ermöglicht die gleichzeitige Massenumschaltung am Separator zusammen mit dem Anlegen verschiedener 'Offset' - Spannungen an die Ladungsaustauschzelle, so daß ein radioaktives Isotop immer wechselweise mit einem stabilen Referenzisotop gemessen werden kann. Die Datenaufnahme übernimmt ebenfalls der LSI11/73.

4 Ergebnisse

4.1 Thallium

4.1.1 Spektroskopische Eigenschaften

Das Element Thallium gehört zur Gruppe III A im Periodensystem und hat die Grundzustandskonfiguration $5d^{10} 6s^2 \ ^2P_{1/2,3/2}$. Zur optischen Anregung wurde die 535 nm Linie benutzt und die Fluoreszenz auf der 377 nm Linie nachgewiesen. In Abbildung 4.1 ist ein Ausschnitt des Termschemas [Moo71] von Thallium gezeigt, zusammen mit der Bindungsenergie des $3s$ - Elektrons im Natrium. Zur Streulichtunterdrückung wurde ein schmalbandiges Interferenzfilter mit $\lambda = 377\text{ nm}$ benutzt - mit einer Transmission von $T_{377\text{nm}} = 54\%$ und $T_{535\text{nm}} < 10^{-5}$ -, so daß bei den Messungen kein Ionenstrahl - und laserabhängiger Untergrund vorhanden war.

Die sehr kleine Energiedifferenz zwischen dem $6p^2P_{3/2}$ - Niveau und der Na - Bindungsenergie machen den Elektroneneinfang in diesen Zustand sehr effizient. Dies führt zu einer sehr guten Nachweisempfindlichkeit von $5 \cdot 10^{-4}$ Photonen pro massensepariertes Ion bei den on - line Messungen.

Es konnten so die geraden Isotope $^{188-196}\text{Tl}$ mit Spin $I = 7$ gemessen werden, sowie die $I = 2$ Isotope $^{190-196}\text{Tl}$ und ^{191}Tl im $I = 1/2$ Grundzustand, sowie im angeregten Zustand mit $I = 9/2$. Abbildung 4.2 zeigt eine Übersicht über die gemessenen Spektren. Für alle Isotope mit Spin $I \geq 1$ erwartet man sechs Linien. Von den insgesamt 12 Linien der gleichzeitig gemessenen Isotope mit $I = 7$ und $I = 2$ sind aber nur 8 - 9 experimentell aufgelöst. Die Ursache dafür ist entweder, daß mehrere Linien übereinander liegen, oder daß der Abstand zweier Hyperfeinstrukturkomponenten zu klein ist, um aufgelöst zu werden.

Abbildung 4.3 zeigt die Anordnung der Hfs - Komponenten des $^2P_{3/2}$ - Zustandes in Abhängigkeit von dem Vorzeichen und der Größe des B - Faktors der Hfs. Da der A - Faktor bei den geraden Isotopen klein ist, reagiert gerade die Hfs -

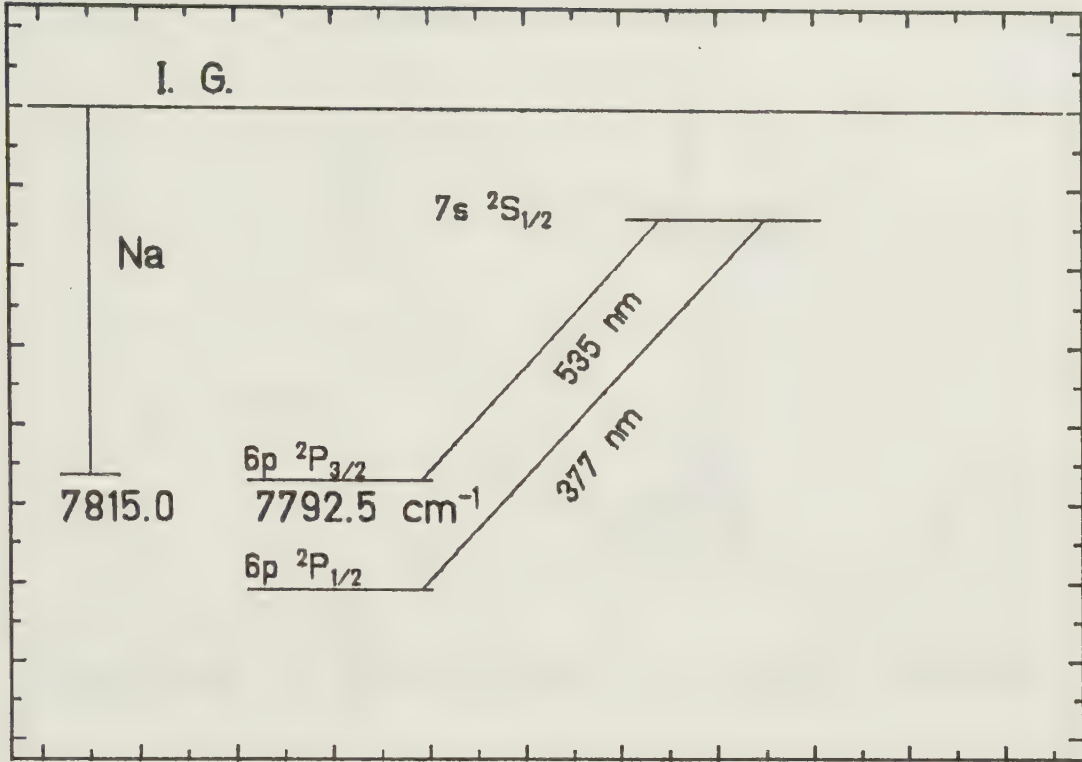


Abb. 4.1: Auszug aus dem Thalliumtermschema

Komponente mit dem größten F empfindlich auf die Größe des B - Faktors und verändert so die normale Termfolge. Die Anzahl der Linien reduziert sich somit auf vier bei $I = 7$ und auf vier bis fünf bei $I = 2$.

4.1.2 Die Bestimmung der ISV und Hfs

An die gemessenen Resonanzen wurden mit Hilfe des Fitprogramms SATAN [Bus83] Lorenzprofile numerisch angepasst. Man erhält so die Linienmitte der Resonanz, die bei dem benutzten Meßverfahren einem festen Spannungswert entspricht. Die Umrechnung der Spannungswerte in Frequenzen kann mit der Beziehung

$$\nu_A = \nu_o \cdot \sqrt{\frac{(1 + \beta^{ref}) \cdot (1 - \beta^A)}{(1 - \beta^{ref}) \cdot (1 + \beta^A)}} \quad (4.1)$$

vorgenommen werden. Der experimentelle Fehler ergibt sich aus

$$\delta\nu = \frac{1}{2}\nu_o \sqrt{\frac{2eU_o}{m_1 c^2}} \left\{ \frac{\delta m_1}{m_1} + \frac{\delta m_2}{m_2} + \frac{\delta(\Delta U)}{U_o} + \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta m}{m_1} + \frac{\Delta U}{U_o} \right) \frac{\delta U_o}{U_o} \right\} + \frac{\delta\nu_o}{\nu_o} \nu$$

hier ist

$$U_o = U_{Separator} + \Delta U$$

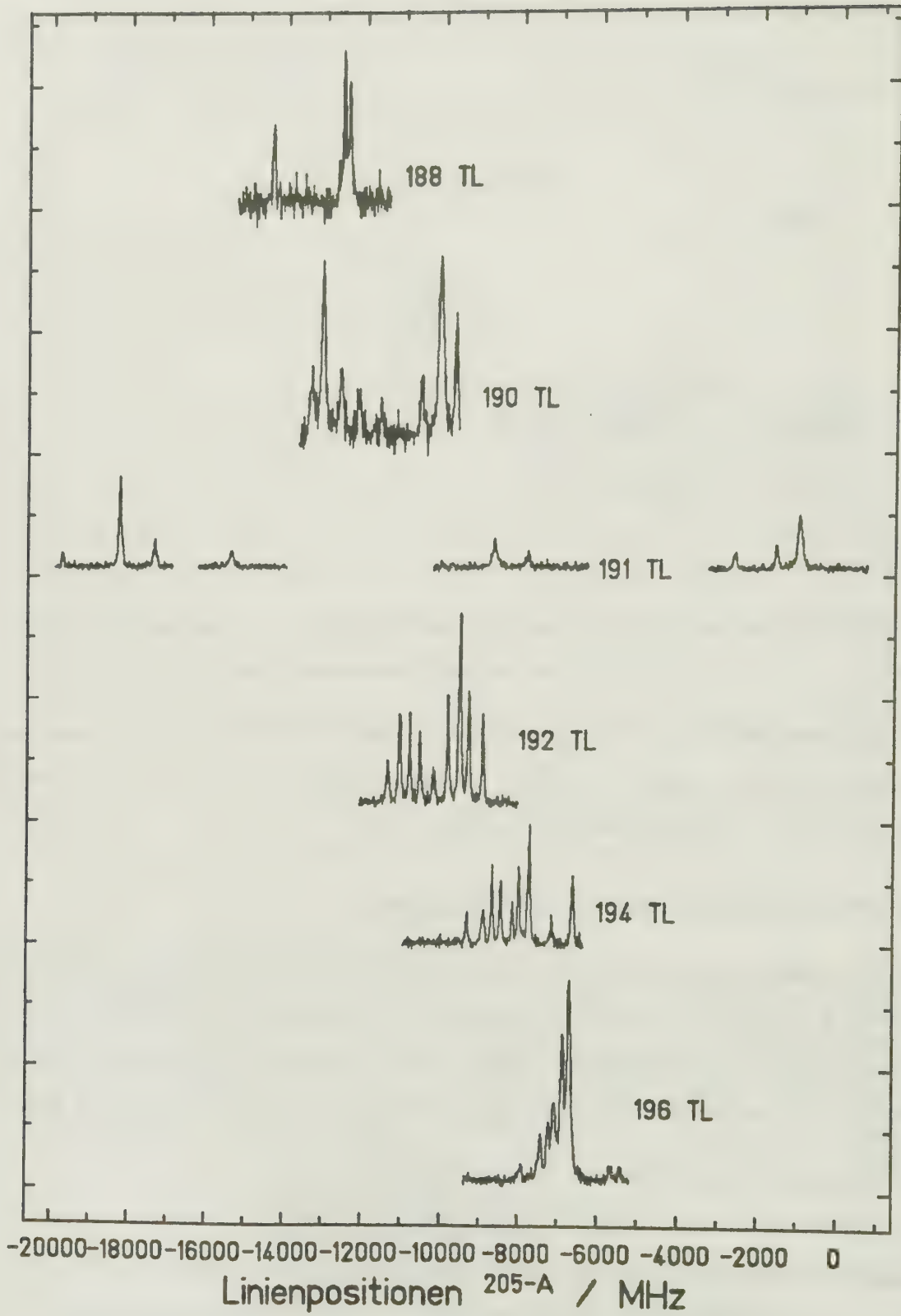


Abb. 4.2: Übersicht der gemessenen Thalliumresonanzen relativ zu ^{203}Tl

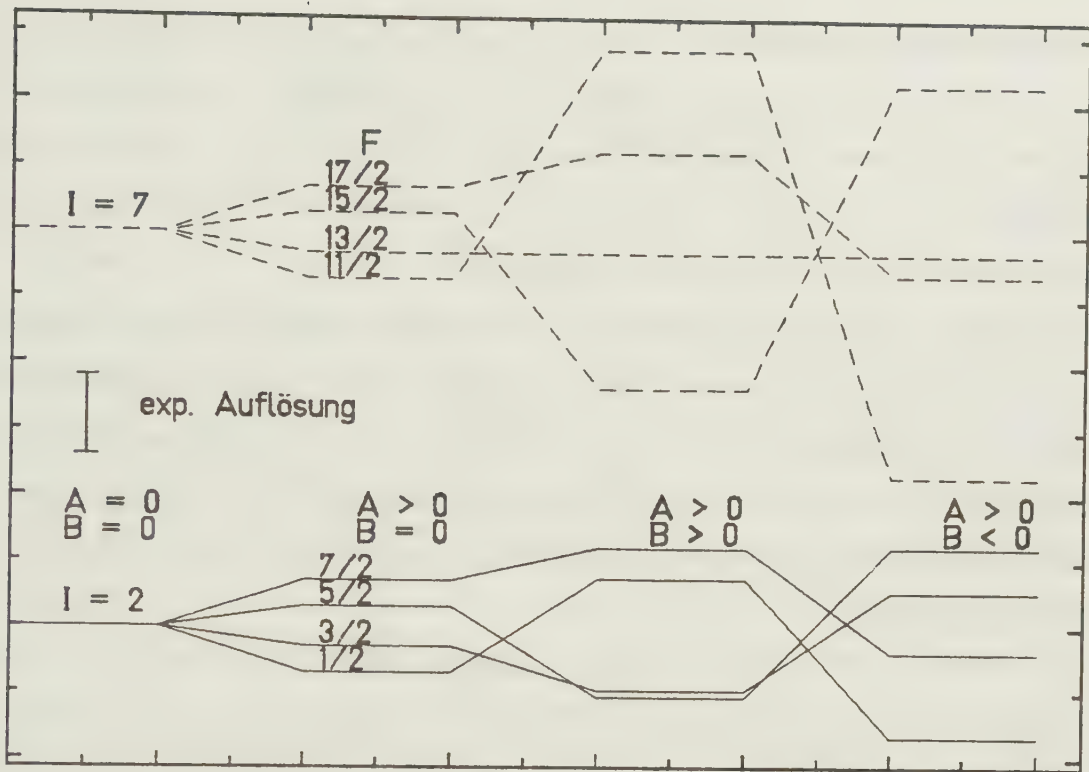


Abb. 4.3: Anordnung der Hfs - Komponenten in Abhängigkeit von der Größe und dem Vorzeichen der A - und B - Faktoren.

ΔU = Sweepspannung + Offsetspannung

m_i = Masse des Referenzisotops und des radioakt. Isotops

ν_o = Referenzfrequenz

Die Massen m_i und deren Fehler wurden der Tabelle von Warpstra [War85] entnommen, für die Fehler der Sweepspannungen, d.h. $\delta(\Delta U)$, wurden die bei der numerischen Anpassung der Resonanzprofile erhaltenen Fitfehler eingesetzt. Den Fehler der Separatorspannung erhält man aus der Genauigkeit der Spannungseichung (s. u.).

Zur Auswertung benötigt man so die absolute Übergangsfrequenz für das Referenzisotop und die absolute Separatorspannung.

Die Übergangsfrequenz erhält man aus zwei Messungen, bei der die Spannung fest ist, aber der Laser in der Frequenz durchgestimmt wird, und zwar einmal mit parallelem Laser - und Teilchenstrahl, und einmal in antiparalleler Geometrie. Die

Resonanzfrequenzen ergeben sich aus

$$\nu_{\uparrow\uparrow} = \nu_0 \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} \quad \nu_{\uparrow\downarrow} = \nu_0 \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}}$$

so daß gilt

$$\nu_0 = \sqrt{\nu_{\uparrow\uparrow} \cdot \nu_{\uparrow\downarrow}}$$

Der Einfluß von Winkeldivergenzen kann zwischen Laserstrahl und Teilchenstrahl kann hier vernachlässigt werden. Die Frequenzen $\nu_{\uparrow\downarrow}$ und $\nu_{\downarrow\downarrow}$ erhält man durch den Vergleich der Linienlagen mit den Resonanzlinien des J_2 - Moleküls, die zusammen mit den Tl - Resonanzen und den Transmissionsmaxima eines 250 MHz Fabry - Perot - Interferometers bei dem Laserscan aufgenommen wird. [Ger79, Ger78]

Für Tl ergibt sich

$$\nu_o^{2 \rightarrow 1} = 18684.8888(48) cm^{-1}$$

für die Hfs - Komponente mit $F = 2$ nach $F = 1$ in ^{203}Tl . Dieser Wert ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem von Bounds angegebenen Wert [Bou86]

$$\nu_o^{2 \rightarrow 1} = 18684.8851(12) cm^{-1}$$

Die Separatorspannung kann nun bei bekannter Übergangsfrequenz im Ruhesystem aus der gleichen Messung entnommen werden. Die so erhaltenen Spannungswerte dienen zur Eichung eines temperaturstabilisierten Spannungsteilers, mit dem während der Messung der radioaktiven Isotope mit Spannungsscans die Separatorspannung gemessen wird. Der Eichfaktor K ergibt sich zu

$$K = 1.00568(79)$$

mit ihm muß man die gemessene Separatorspannung multiplizieren, um die absolute Spannung zu erhalten.

Zu beachten ist, daß die aufgenommenen Iodresonanzen dopplerverbreiterte Absorptionslinien sind, die ein ganzes Hfs - Multiplett beinhalten. Der Schwerpunkt des Hfs - Multipletts deckt sich nicht ganz mit dem Linienmaximum des Dopplerprofils, was zu einer Korrektur der tabellierten Iodfrequenzen führt. Sie ist in [Ger79] angegeben zu

$$\Delta\tilde{\nu} = 0.0056(10) cm^{-1}$$

Die Genauigkeit des Eichfaktors K ist bei den on - line Messungen im wesentlichen durch die Güte und Stabilität des Fabry - Perot - Interferometers gegeben. Nach Formel 4.1 kann nun die Lage der Resonanz relativ zum Referenzisotop bestimmt werden. Mit Hilfe der Fitroutine MINUIT [Jam77] können die Hfs - Parameter A und B sowie die ISV an die so erhaltenen Frequenzabstände der Hfs-Komponenten angepasst werden. Die so gewonnenen Werte sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Die angegebenen Fehler sind die Fitfehler der Anpassung. In einigen Fällen, wie z.B. ^{188}Tl wo nur drei Linien gute statistische Qualität haben, wurde das Verhältniss der A - Faktoren des $6p^2 P_{3/2}$ Zustandes und des $7s^2 S_{1/2}$ Zustandes mit dem Wert 47 als konstant festgelegt. Der Vollständigkeit halber sind in Tabelle 4.1 die Werte der aus der Literatur bekannten Isotope mit aufgeführt. Die Übereinstimmung der Daten aus eigenen Messung und denen aus [Bou87] ist sehr gut. Die älteren Messungen, die mit einer Hohlkathode und einem Fabry - Perot - Interferometer von Goorvitch und Mitarbeitern durchgeführt wurden [Goo69], zeigen eine Unstimmigkeit bei dem Isotop 194 die in einer falschen Zuordnung der Hfs - Komponenten begründet ist [Bou87].

4.2 Blei

4.2.1 Spektroskopische Eigenschaften

Blei hat eine $6s^2 6p^2 \ ^3P_J$ - Konfiguration. Der Übergang vom Grundzustand $6s^2 6p^2 \ ^3P_0$ aus zum $6s^2 6p 7s \ ^3P_1$ $\lambda = 283.4nm$ ist mit CW - Lasern nur mit Frequenzverdopplung zugänglich. Die Blei - Isotope $^{196-214}\text{Pb}$ wurden auf dieser Linie vermessen von Thomson und Mitarbeitern [Ans86]. Bei dem Ladungsaustausch am Na - Atom wird der metastabile $6s^2 6p^2 \ ^1D_2$ - Zustand besetzt, so daß eine Spektroskopie auf der sichtbaren $723.1nm$ Linie möglich wird. (siehe Abbildung 4.4) Die Bleiisotope $^{192,194,195,196}\text{Pb}$ wurden auf dieser Linie von Dinger et al. [Din87] gemessen. Diese Messungen wurden im Rahmen dieser Arbeit auf die Isotope $^{190,191,193,197}\text{Pb}$ ausgedehnt. Die Anregung über die $6s^2 6p^2 \ ^1D_2 \rightarrow 6s^2 6p 7s \ ^3P_1$ ($\lambda = 732.1nm$) wurde durch die Fluoreszenz auf der Linie $6s^2 6p 7s \ ^3P_1 \rightarrow 6s^2 6p^2 \ ^3P_2$ ($\lambda = 405.9nm$) detektiert. Zur Streulichtun-

Masse A	Spin I	ISV ^{A,205} MHz	$A^2P_{3/2}$ MHz	$B^2P_{3/2}$ MHz	$A^2S_{1/2}$ MHz	Ref.
188	7	-13868(8)	5.52(3)	145(2)	259(2)	1
189	9/2	-9484(70)	65.3(4.8)	-2578(44)	3204.5(4.8)	2
190	2	-12043(6)	10.15(10)	-371(10)	477(6)	1
190	7	-12313(8)	3.9(7)	321(18)	261(4)	1
190	7	-12286(65)	5.4(1.6)	296(24)	263.9(2.3)	2
191	1/2	-11158(12)	252(10)	-	11913(4)	2
191	9/2	-8380(10)	68.95(8)	-2518(10)	3235(4)	1
191	9/2	-8265(65)	66.5(3.4)	-2562(31)	3225.9(3.4)	2
192	2	-10731(6)	8.0(1)	-370(12)	375(6)	1
192	7	-10835(10)	4.1(1.8)	523(22)	269(4)	1
192	7	-10892(30)	5.8(1.0)	526(18)	275.9(1.9)	2
193	9/2	-7033	66.7(2.3)	-2476(20)	3263.0(2.4)	2
194	2	-9456(8)	5.7(2.4)	-318(8)	263(6)	1
194	7	-9339(8)	6.04(4)	685(16)	284(4)	1
194	7	-9482(37)	5.4(1.8)	671(26)	287.5(2.6)	2
195	1/2	-8220(120)	225(110)	-	11812(150)	3
196	2	-8165(8)	4.1(2.4)	-201(10)	136(6)	1
196	7	-7740(10)	6.0(2.0)	861(24)	294(4)	1
197	1/2	-7020(120)	288(120)	-	11812(90)	3
198	2	-6870(120)	-	-	-	3
198	7	-6480(120)	-	-	-	3
199	1/2	-5310(120)	-	-	-	3
200	2	-5070(120)	-	-	-	3
201	1/2	-3537(15)	255(5)	-	12045.3(9.4)	2
202	2	-3120(120)	-	-	-	2
203	1/2	-1757(2)	262.25(75)	-	12172(6)	4
205	1/2	0.0	264.95(75)	-	12284(6)	4
207	1/2	+1783(3)	303.8(1.9)	-	14070(7)	4

Tab. 4.1: ISV und Hfs Parameter für Thallium. Die Referenzen sind [1]-diese Arbeit, [2]-[Bou87], [3]-[Goo69 und Ref. darin], [4]-[Neu85].

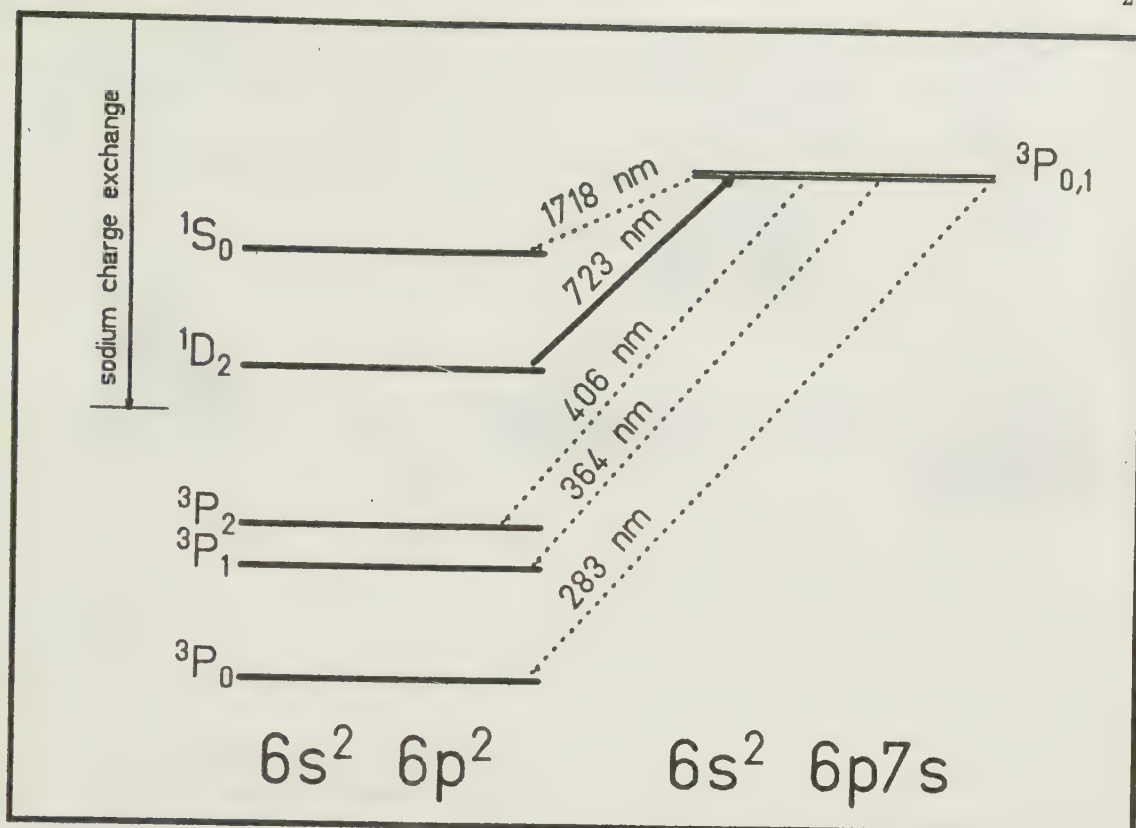


Abb. 4.4: Auszug aus dem Bleitermschema

terdrückung wurde ein BG 39 d = 2 mm Farbglass der Fa. Schott benutzt, was eine gute Unterdrückung von $\sim 10^{-3}$ bei $\sim 723\text{nm}$ mit einer Transmission von 75% bei 400 nm verbindet.

4.2.2 Bestimmung der ISV und Hfs

Die Bestimmung der Hfs - Parameter und der ISV für Blei läuft analog zu der für Thallium mit dem Unterschied, daß für die Bleimessungen die Eichung der Separatorspannung nicht separat vorgenommen wurde. Die gewonnenen Ergebnisse sind in Tabelle 4.2 aufgeführt und in Abbildung 4.5 gezeigt. Wichtig im Zusammenhang mit der Bestimmung der Quadrupolmomente, die in Kapitel 6.2 diskutiert sind, ist, daß der B - Faktor des 1D_2 - Zustandes etwa um einen Faktor zehn größer ist als der des 3P_1 - Zustandes, so daß die Quadrupolmomente mit größerer Genauigkeit bestimmt werden können.

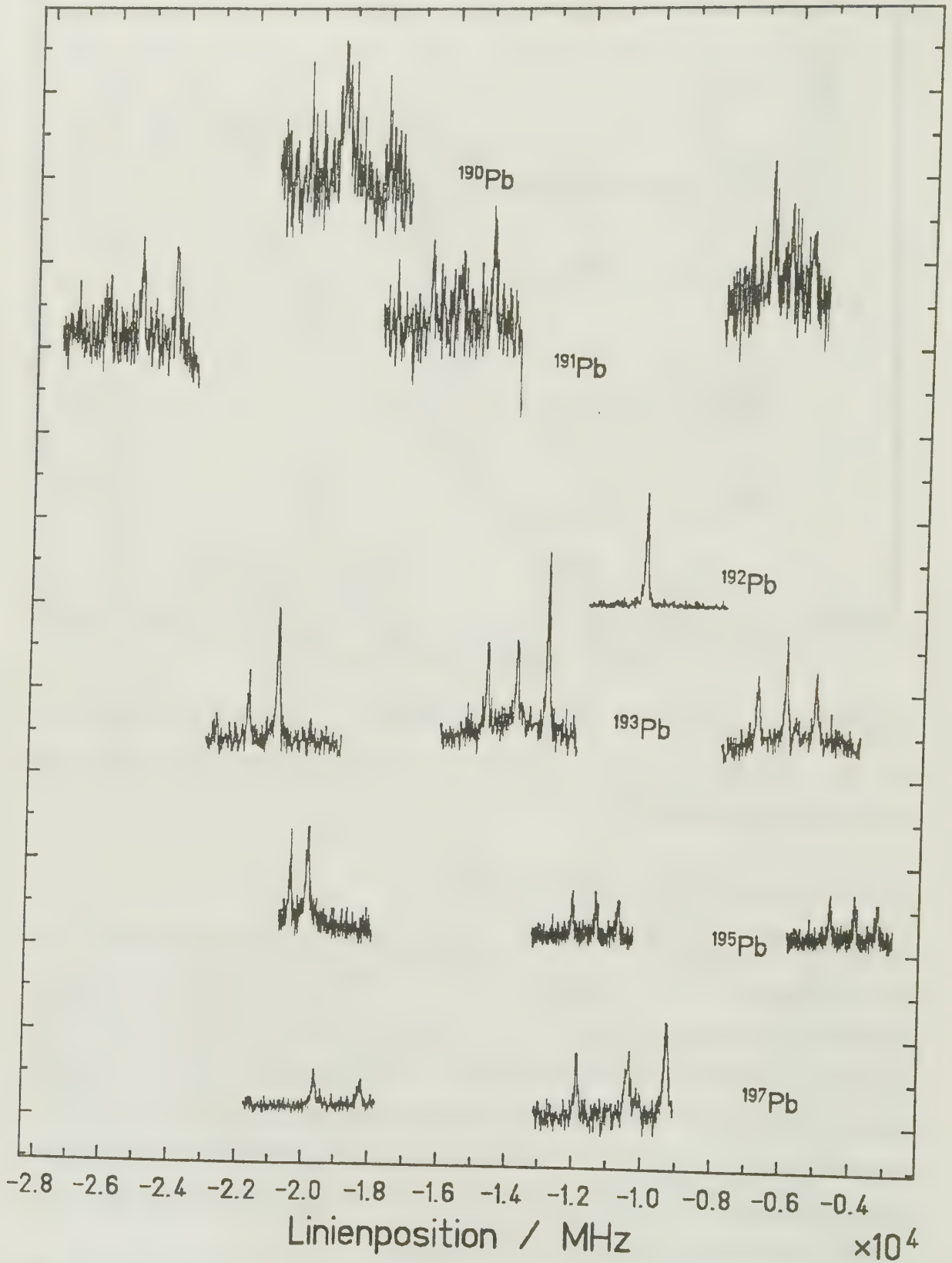


Abb. 4.5: Linienlagen der gemessenen Bleisotope relativ zu ^{208}Pb . Die Signalhöhe ist nicht maßstäblich wiedergegeben.

Masse A	Spin I	$A(^1D_2)$ MHz	$A(^3P_1)$ MHz	$B(^1D_2)$ MHz	$B(^3P_1)$ MHz	ISV ^{4,206} MHz
190	0	-	-	-	-	-16549(5)
191	13/2	-91.3(6)	-1344(1)	123(18)	-15(8)	-16391(4)
192	0	-	-	-	-	-14712(4)
		-	-	-	-	-14721(4) ¹⁾
193	13/2	-89.6(5)	-1321.0(8)	282(14)	-19(7)	-14470(3)
194 ¹⁾	0	-	-	-	-	-12986(5)
195 ¹⁾	13/2	-88.1(6)	-1294(1)	442(19)	-33(9)	-12583(4)
196 ¹⁾	0	-	-	-	-	-11216(5)
197	13/2	-85.7(9)	-1261(7)	546(23)	-59(12)	-10484(4)
204	0	-	-	-	-	-2419(6)
207	1/2	608(4)	8812(7)	-	-	1021(5)
208	0	-	-	-	-	2711(4)

Tab. 4.2: ISV und Hfs Parameter für Blei. Die Referenzen sind ⁽¹⁾-[Din87]

5 Die magnetischen Momente

5.1 Theoretische Beschreibung

Das magnetische Moment eines Kerns mit Spin I ist definiert durch [Boh69]

$$\mu = \langle I, M = I | \mu_{op,z} | I, M = I \rangle$$

wobei $\vec{\mu}_{op,z}$ die z - Komponente des Operators $\vec{\mu}_{op}$ ist. Die Erwartungswerte von $\vec{\mu}_{op}$ als Vielteilchenoperator sind nicht explizit berechenbar und zum Vergleich mit dem Experiment müssen Modelle benutzt werden. Im Einteilchenschalenmodell ist

$$\vec{\mu}_{op} = g_l \vec{l} + g_s \vec{s} \quad (5.1)$$

mit den Bahn - und Spin g - Faktoren

$$g_l = \begin{cases} 1 \\ 0 \end{cases} \quad g_s = \begin{cases} 5,58 & \text{für Protonen} \\ -3,82 & \text{für Neutronen} \end{cases} \quad (5.2)$$

in Einheiten des nuklearen Magnetons. Für einen Schalenmodellzustand erhält man die Schmidt - Werte

$$\frac{\mu_j}{j} \equiv g_j = \frac{1}{2}(g_l + g_s) + \frac{1}{2}(g_l - g_s) \frac{l(l+1) - s(s+1)}{j(j+1)}$$

Da im Kern kein reiner Schalenmodellzustand existiert, schreibt man die Abweichungen der experimentellen Momente einer Reihe von Effekten zu, die im folgenden kurz aufgeführt sind:

- Für Kerne mit großer Deformation erhält man Beiträge zum magnetischen Moment kollektiver Natur. Diese lassen sich im Nilssonmodell [Nil55] berechnen und geben im Gebiet $150 < A < 190$ den Hauptbeitrag zur Abweichung der magn. Momente vom Schmidt - Wert.
- In der Nähe abgeschlossener Schalen $\pm$ ein Nukleon kann man die statischen Deformationen vernachlässigen und es machen sich auch feinere Effekte be-

merkbar. Ein Beispiel sind kleine dynamische Deformationen durch Vibrationszustände des Kerns oder Zustandsmischungen durch die Polarisierung des Kernrumpfes durch das 'Leuchtnukleon'.

- Im Kern ist einer Modellvorstellung der starken Wechselwirkung zur Folge ein Nukleon von einer Pionenwolke umgeben, die als mesonische Korrekturen zum magnetischen Moment beitragen. Die mesonischen Korrekturen sind in der Literatur ausführlich diskutiert und nur in wenigen Fällen ist ihr Beitrag eindeutig von anderen zu trennen [Yam79].

Für einen Vergleich der exp. Momente mit theoretischen Modellen schreibt man den Operator μ als effektiven Operator [Ari72]

$$\vec{\mu}_{eff} = (g_s + \delta g_s)\vec{s} + (g_l + \delta g_l)\vec{l} + g_p[Y^{(2)}_s]^{(1)}$$

δg_s und $g_p[Y^{(2)}_s]^{(1)}$ beschreiben die Effekte durch Rumpfpolarisation, wobei $g_p[Y^{(2)}_s]^{(1)}$ die Komponente einer Spin- und Isospinabhängigen Zweikörperkraft zwischen den Nukleonen des Rumpfes ist, die Nukleonen aus einer besetzten Schale unterhalb der Fermienergie in eine leere Schale über der Fermienergie anregt. δg_l berücksichtigt die Mesonenaustauschbeiträge.

Die Beiträge zum M1 - Moment durch Konfigurationswechselwirkung wurden zuerst von Arima und Horie 1954 [Ari54] in Störungsrechnung erster Ordnung für Kerne in der Nähe abgeschlossener Schalen durchgeführt. Die Übereinstimmung mit den experimentellen Daten war überraschend gut. Von Mavromatis [Mav65] und Mitarbeitern konnte aber gezeigt werden, daß höhere Ordnungen der Störungsreihe Beiträge liefern, die nicht vernachlässigt werden können. Die gute Übereinstimmung mit dem Experiment wird so zum Teil wieder aufgehoben. Methoden, die alle Ordnungen in der Störungsrechnung mitnehmen, sind die 'Random Phase Approximation' (RPA) und die Tamm-Dancoff Theorie (TDA) [Bau73]. Theoretischen Rechnungen mit den beiden Methoden wurden von Bauer und Petrovitch [Bau73][Pet73] durchgeführt. Die Übereinstimmung mit den experimentellen Daten ist gut. Sie werden in Kap.5.2 und Kap.5.3 mit den gemessenen magn. Momenten in Blei und Thallium verglichen.

Ein weiterer Ansatz, die Parameter δg_s , δg_l und g_p zu bestimmen, ist ein Fit des eff. Operators an die experimentellen Daten. Eine solche Untersuchung wurde von Maier [Mai72] vorgenommen. Die Werte für δg_s , δg_l und g_p stimmen gut mit denen von Bauer und Petrovitch überein. Die in den zitierten Arbeiten angegebenen theoretischen Momente werden weiter unten mit den gemessenen Werten verglichen.

5.2 Die magnetischen Momente der Thalliumisotope

Zur Bestimmung der magn. Momente aus den gemessenen A - Faktoren der Hfs muß, wie in Kap. 2 angegeben, das Magnetfeld der Elektronenhülle am Kernort bekannt sein. Ist aus einer unabhängigen Messung der Spin, der A - Faktor und das magn. Moment für ein Isotop bekannt, so kann das Magnetfeld bestimmt werden, b.z.w. man berechnet das magn. Moment durch Skalierung nach

$$\mu_A = \frac{\mu_{ref}}{I_{ref} \cdot A_{ref}} \cdot I_A \cdot A_A$$

Als Referenzisotop kann für Thallium das stabile Isotop ^{205}Tl benutzt werden, dessen magn. Moment aus NMR - Messungen genau bekannt ist [Bak63]. Die Werte sind

$$A(7s \ ^2S_{1/2}) = 12292.4(8.3) \text{ MHz}$$

$$\mu^{205} = 1.6382136(1)$$

$$I = 1/2$$

Die so berechneten Werte für die gemessenen Tl Isotope sind in Tabelle 5.1 angegeben.

Die Auswertung der Hfs mit der einfachen Skalierung setzt voraus, daß sich das Verhältnis μ/A nicht mit der Masse verändert. Dies kann angegeben werden durch die Hyperfeinstrukturanomalie [Büt84]

$$1 + {}^1\Delta^2 = \frac{A^{(1)}\mu_I^{(2)}}{A^{(2)}\mu_I^{(1)}} = \frac{1 + \epsilon^1}{1 + \epsilon^2} \simeq 1 + \epsilon^1 - \epsilon^2$$

Für die stabilen Thalliumisotope erhält man

$${}^{203}\Delta^{205} = 6.389(6) \cdot 10^{-4}$$

Masse A	Spin I	μ n.m.	$\mu_{Schmidt}$ n.m.
188	7	0.483(8)	-
190	2	0.254(2)	-
190	7	0.487(8)	-
191	1/2	1.588(4)	2.793 (s1/2)
191	9/2	3.880(7)	2.624 (h9/2)
192	2	0.200(3)	-
192	7	0.502(8)	-
194	2	0.140(3)	-
194	7	0.530(8)	-
196	2	0.072(3)	-
196	7	0.549(8)	-

Tab. 5.1: magn.Momente für Thallium.

mit den g - Faktoren aus [Bak63] und den A - Faktoren des $7s\ ^2S_{1/2}$ - Zustandes aus [Neu85]. Die experimentelle Genauigkeit reicht von weniger als ein Prozent bis zu einigen Prozent für die A - Faktoren des $^2S_{1/2}$ - Zustandes. Da die Hfs - Anomalie vom elektronischen Zustand abhängt, kann man das Verhältnis der A - Faktoren als Indiz für eine Anomalie nehmen. Dies ist im Rahmen der Meßfehler konstant, und wurden auch in einigen Fällen zur Auswertung herangezogen.

Die Hfs - Anomalie wird deshalb bei der weiteren Analyse der Hfs in Thallium vernachlässigt.

Die magn.Momente der Thalliumisotope bis zur Masse 194 sind von C. Ekström et al. [Eks76] ausführlich diskutiert worden. Die vorliegenden Messungen gestatten es, den systematischen Verlauf der magn. Momente besonders der $I = 7$ und $I = 2$ Isotope weiter zu vervollständigen. In Abb.5.1 sind dazu alle aus der Literatur bekannten Daten zusammen mit den Messungen dieser Arbeit dargestellt. Thallium hat mit $Z = 81$ nur ein Proton zum Schalenabschluss fehlend. Die magn. Momente speziell der u-g Kerne sollten also starken Einteilchencharak-

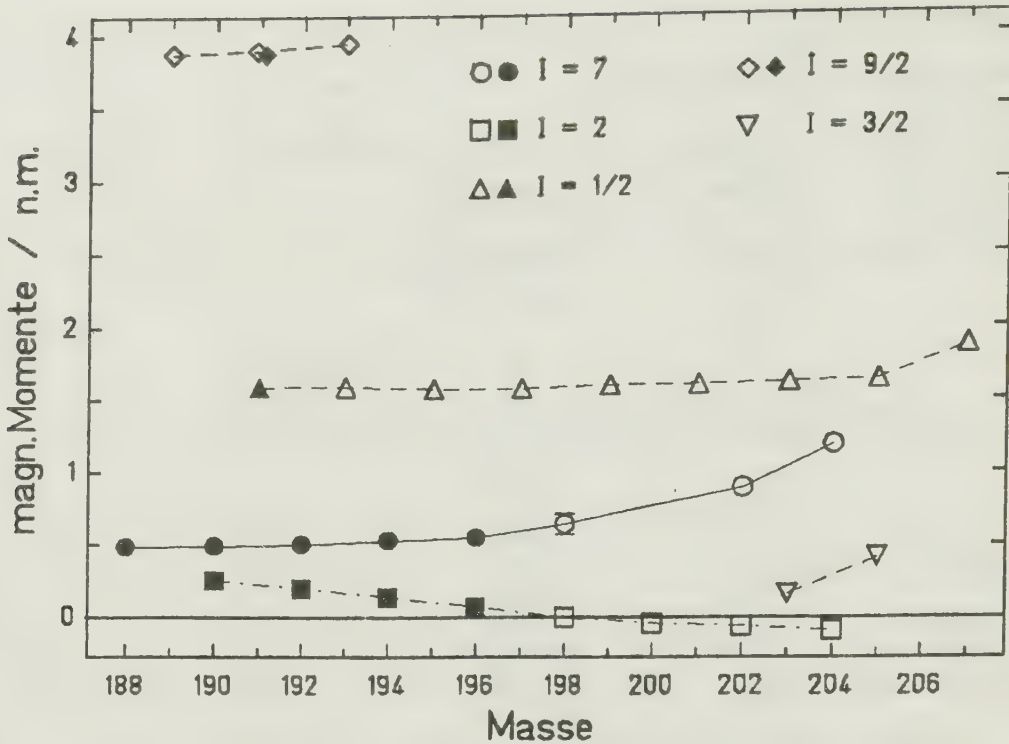


Abb. 5.1: magn. Momente für Thallium. Die vollen Symbole zeigen eigene Messungen, die offenen Daten aus [Bou87]

ter zeigen und sind deshalb mit den Schmidt - Werten direkt vergleichen lassen. Die auffällige Konstanz der $I = 1/2$ Momente bestätigt diesen Ansatz. Allerdings müssen die Abweichungen von dem Schmidt - Wert erklärt werden. Dies soll weiter unten versucht werden. Die geraden Thalliumisotope (u - u - Kerne) zeigen eine starke Variation mit der Masse, die im folgenden kurz diskutiert werden soll.

- die ungeraden Thalliumisotope

In Fig. 5.2 ist die Niveaufolge nach dem Schalenmodell für Protonen um $Z = 82$ und für Neutronen um $Z = 126$ gezeigt. Da die gerade Anzahl von Neutronen keinen Beitrag zum magn. Moment bringt, sollten die $I = 9/2, 3/2$ und $1/2$ Momente denen der $h9/2$, $d3/2$ und $s1/2$ Einteilchen (Einloch) Zuständen entsprechen. Die jeweiligen Schmidtwerte sind in Tabelle 5.2 angegeben. Die Differenzen zu den experimentellen Daten sind den schon in Kapitel 5.1. erwähnten Konfigurationsmischungen, mesonischen Austauschströmen und Rumpfanregungen zuzuschreiben. Die große Zahl der in der Literatur unternommenen Versuche gerade die Einteilchenmomente von $^{208}\text{Pb} \pm 1$ Nukleon zu

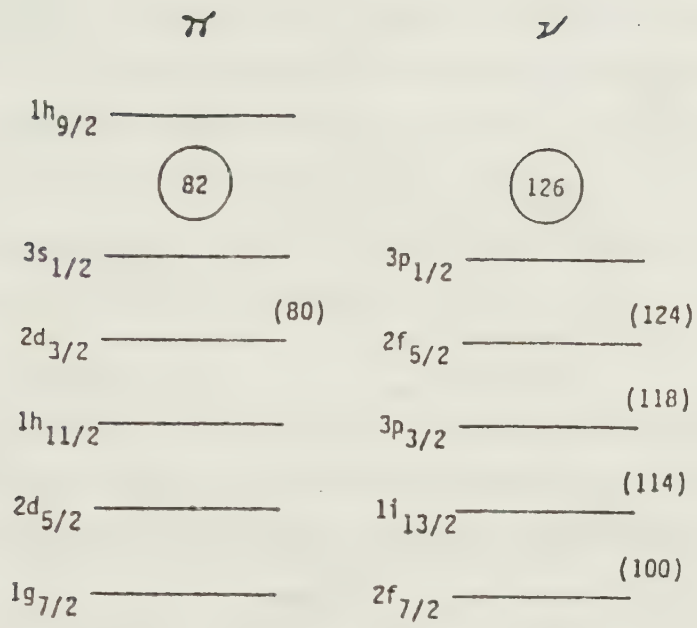


Abb. 5.2: Schematische Schalenmodellniveaufolge um $Z = 82$

		magn.Momente		
		π - Zustände		
		$\pi s_{1/2}$	$\pi d_{3/2}$	$\pi h_{9/2}$
g_s^{free}	g_s^{free}	2.793	0.1242	2.624
$0.7 \cdot g_s^{free}$	g_s^{free}	1.955	0.627	3.309
$0.7 \cdot g_s^{free}$	$1.1 \cdot g_s^{free}$	1.955	0.8072	3.8004
[Bau73]		1.935	0.760	-
[Pet73]		1.730	0.669	-

Tab. 5.2: theor. magn.Momente für Thallium.

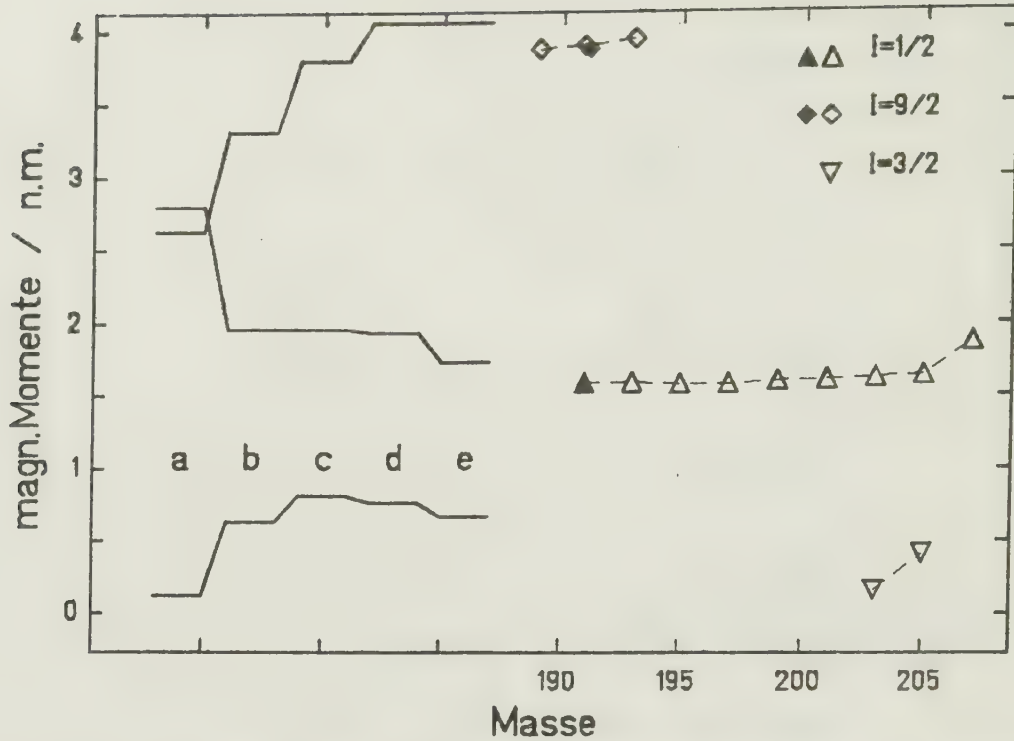


Abb. 5.3: magn. Momente der ungeraden Thalliumisotope zusammen mit theoretischen Einteilchenmomenten. Die vollen Symbole zeigen eigene Messungen, die offenen sind Daten aus der Literatur [Bou87 und Ref. darin]. Es ist a) der Schmidtwert, b) nach Formel 5.3 mit $g_s^{eff} = 0.7g_s^{free}$, c) wie unter b) aber mit $g_l^{eff} = 1.1g_l^{free}$, d) nach [Bau73], e) nach [Pet73].

berechnen zeigt jedoch, daß zuviele Effekte Beiträge liefern, um sie eindeutig von einander zu trennen und zu berechnen.

Die einfachste Lösung ist zunächst im Ausdruck für die Schmidtwerte

$$\mu_S = j \cdot (g_l \pm \frac{1}{2l+1} \cdot (g_s - g_l)) \quad (5.3)$$

den Spin - und Bahnanteil des g - Faktors durch effektive Werte g_s^{eff} , g_l^{eff} zu ersetzen, die alle oben genannten Beiträge integral berücksichtigen. Dies ist jedoch eine rein empirische Vorgehensweise, die z.B. die Zustandsabhängigkeit der Korrekturen zum Schmidtwert nicht berücksichtigt. Trotzdem ist die Übereinstimmung mit den experimentellen Daten für $g_s = 0.7 \cdot g_s^{free}$ und $g_l = 1.10 \cdot g_l^{free}$ gut. In Tabelle 5.2 sind die empirischen Momente für verschiedene effektive g - Faktoren angegeben. In Abbildung 5.3 sind sie zusammen mit den experimentellen Daten für $I = 9/2, 3/2$ und $1/2$ eingetragen.

Die beste Beschreibung der magn. Momente in der Bleigegend liefert der Ansatz eines effektiven Operators .[Ari72, Bau73, Pet73 May72, Knü86] wie in Kapitel 5.1 angegeben. Die Korrekturen $\delta g_s, \delta g_l$ und $g_p[Y^2_s]^{(1)}$ wurden intensiv untersucht und berechnet [Knü 86 und ref. darin]. Die Übereinstimmung mit den experimentellen Daten ist meist gut, allerdings mit Ausnahmen wie z.B. $^{209}\text{Bi}(I = 9/2)$ und $^{203,205,207}\text{Tl}$, wo die Abweichungen vom Schmidtwert nicht erklärt werden können. Dies ist für Thallium in Abbildung 5.3 zu sehen, wo die Ergebnisse verschiedener Rechnungen eingetragen sind.

- die geraden Thalliumisotope

Hier bekommt man einen Beitrag sowohl von dem ungepaarten Proton als auch von dem einzelnen Neutron. Das magnetische Moment des Zweiteilchenzustandes kann nach der Additivitätsregel berechnet werden [Sch55][Sha63].

$$\mu_I \equiv g_I \cdot I = \frac{1}{2}I \left((g_1 + g_2) + (g_1 - g_2) \frac{j_1(j_1 + 1) - j_2(j_2 + 1)}{I(I + 1)} \right)$$

mit

$$I = j_1 + j_2$$

Die Einteilchen g - Faktoren können die Schmidtwerte sein, oder aber besser die magnetischen Momente der benachbarten ungeraden Isotope und Isotone. Die Additivitätsregel funktioniert in der Massengegend um ^{208}Pb gut [Mai72], und ebenso bei $Z = 50$ [Ebe87].

Die Zustände im Thallium mit $I = 7$ und $I = 2$ können jedoch aus verschiedenen Einteilchenzusänden zusammengesetzt werden und sind deshalb keine reinen Zustände sondern gemischte Konfigurationen. Die Anwendung der Additivitätsregel kann so zur Klärung der dominanten Konfiguration beitragen. Die möglichen Konfigurationen sind

$$\begin{array}{ll} I = 7 & I = 2 \\ [\pi s1/2 \otimes \nu i13/2]_{7+} & [\pi s1/2 \otimes \nu f5/2]_{2-} \\ [\pi h11/2 \otimes \nu p3/2]_{7+} & [\pi s1/2 \otimes \nu p3/2]_{2-} \\ [\pi h9/2 \otimes \nu f5/2]_{7+} & [\pi d3/2 \otimes \nu p1/2]_{2-} \\ [\pi h11/2 \otimes \nu f5/2]_{7+} & \end{array}$$

In Abbildung 5.4 sind die experimentellen und semiempirischen Momente für

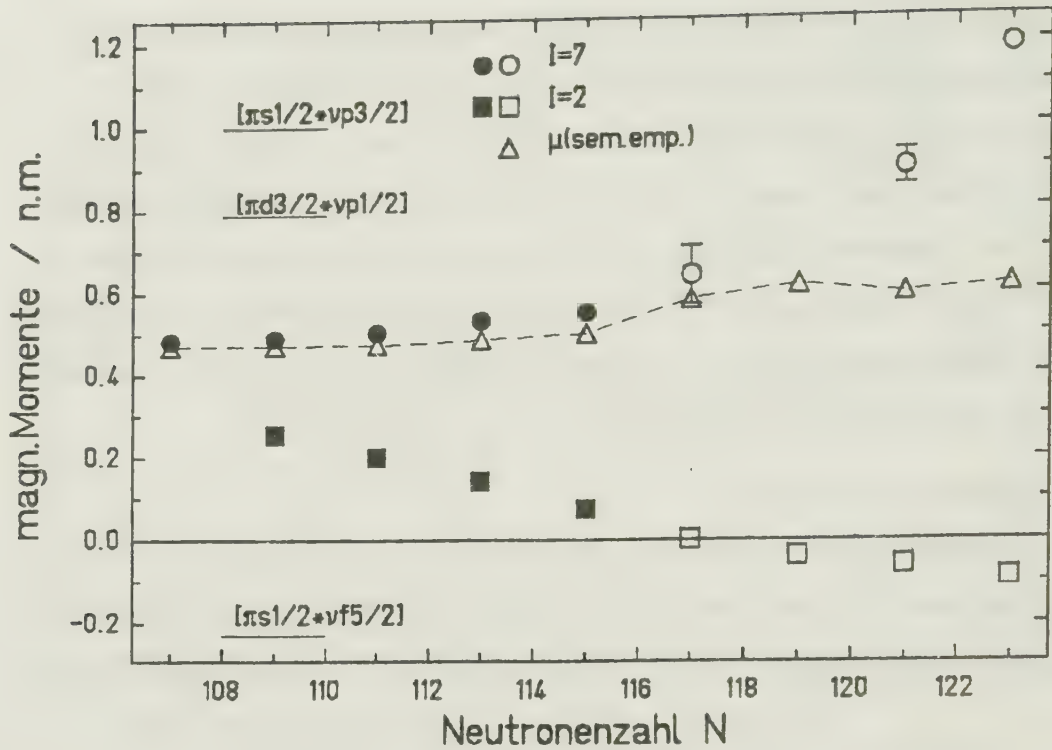


Abb. 5.4: magn. Momente der geraden Thalliumisotope zusammen mit semiempirischen Momenten Die Bedeutung der Symbole ist wie in 5.3

$I = 7$ eingetragen. Es wurde die Konfiguration $[\pi s_{1/2} \otimes \nu i_{13/2}]_{7+}$ angenommen. Benutzt werden jeweils die Mittelwerte der Momente der Isotope $Z = 81$, $A \pm 1$ für die $s_{1/2}$ Protonen und die Blei - und Quecksilber - Momente für die $i_{13/2}$ Neutronen. Die Übereinstimmung ist bei kleiner Masse gut. Die zunehmende Abweichung mit steigender Masse kann der Mischung mit den anderen drei möglichen Konfigurationen zugeschrieben werden. Denn obwohl $[\pi s_{1/2} \otimes \nu i_{13/2}]_{7+}$ die dominante Konfiguration ist, genügen kleine Beimischungen einer der anderen Konfigurationen, da diese Momente von $\sim 6n.m.$ besitzen [Eks76]. Die Messungen zu den $I = 2$ Isotopen bestätigen den Verlauf der magnetischen Momente von negativen Werten bei $^{200-204}\text{Tl}$ zu positiven bei $^{196-190}\text{Tl}$. Die früheren Messungen konnten die Vorzeichen der Momente nicht festlegen. Allerdings legen die Spins der benachbarten Isotope mit ungerader Neutronenzahl diesen Verlauf nahe [Eks76]. Die dominante Konfiguration ist hier $[\pi s_{1/2} \otimes \nu f_{5/2}]_{2+}$, die mit fallender Masse zunehmende Beimischungen von $[\pi s_{1/2} \otimes \nu p_{3/2}]_{2+}$ bekommt. Die Konfigu-

Masse	Spin	μ /n.m.	
A	I	3P_1	1D_2
191	13/2	-1.176(8)	-1.155(15)
193	13/2	-1.156(8)	-1.133(14)
195	13/2	-1.132(8)	-1.114(15)
197	13/2	-1.103(14)	-1.084(19)

Tab. 5.3: magn.Momente für Blei

ration $[\pi d3/2 \otimes \nu p1/2]_{2+}$ ist weniger wahrscheinlich [Eks76].

5.3 Die magnetischen Momente im Blei

Die magnetischen Momente der Bleiisotope können sowohl aus dem A - Faktor des 1D_2 - Zustandes als auch aus dem des 3P_1 - Zustandes gewonnen werden. Da letzterer wesentlich größer ist, ist hier auch die relative Genauigkeit größer. Mit der gleichen Vorgehensweise wie beim Thallium erhält man die in Tabelle5.3 angegebenen Momente. Als Referenz wurde ^{207}Pb benutzt, mit [Led 78]

$$\begin{aligned}\mu(^{207}Pb &= 0.59258(1)n.m. \\ A(^3P_1) &= 8806(6)MHz \\ A(^1D_2) &= 609(4)MHz\end{aligned}$$

Die A - Faktoren sind [Ans86] entnommen.

Die Hyperfeinstrukturanomalie wurde wie im Thallium vernachlässigt, da auch hier das Verhältnis der beiden Zustände mit 14.72(3) konstant ist. Die Diskussion der $\nu i13/2$ - Momente schließt sich eng an die der ungeraden Thalliumisotope an. Auch und gerade für Blei erwartet man ausgeprägte Einteilcheneigenschaften für die Neutronenkonfigurationen. Aber auch hier zeigen sich große Abweichungen von dem Schmidtwert. Die Momente der Einteilchenzustände im ^{208}Pb wurden mit verschiedenen Modellen berechnet.

- Die Theorie endlicher Fermisysteme wurde von Bauer et al. [Bau73] und Speth [Spe77] für die $Z = 82$ Gegend angewendet zusammen mit den erwähnten effektiven Operatoren. Es wurden auch explizit $1p - 1h$ - Anregungen (es steht 'p' für 'particle' und 'h' für 'hole') berücksichtigt. Das $2p - 2h$ - Anregungen eine zu vernachlässigende Rolle spielen, konnte von [Pop88] gezeigt werden.
- Der effektive Operatoransatz wurde ausführlich von F. Petrovitch [Pet73] untersucht. Die Teilchen - Rumpf Wechselwirkung wurde in 1. Ordnung Störungsrechnung berechnet, und untersucht, wie sich der Einfluß auf das magn. Moment ändert, wenn die $1p - 1h$ - Anregungen in verschiedene Kernzustände gehen. Die Berücksichtigung dieser Zustandsabhängigkeit des Störungsansatzes führte zur besseren Beschreibung der $M1$ - Übergangsstärken.
- Von E. Lipparini et al. [Lip85] wurden die Konfigurationsmischungen mit Variationsrechnung bestimmt und ebenfalls der effektive Operator benutzt. Dieser Ansatz berücksichtigt insbesondere die Kopplung des Leuchtnukleons an den Rumpf. Die theoretischen Momente wurden mit verschiedenen Ansätzen für die Nukleon - Nukleon Kraft durchgeführt. Benutzt wurden die Bohr - Mottelson Kraft, die Migdal Kraft und die Skymre Kraft (SIII).

Die so berechneten theoretischen Momente sind in Abbildung 5.5 mit den experimentellen Werten für Pb und Hg verglichen. Trotz der im allgemeinen guten Übereinstimmung bleiben doch Abweichungen übrig, die nicht erklärt werden.

Die oben aufgeführten Rechnungen sind eigentlich gültig nur für Kerne in der Nähe der abgeschlossenen Schalen. Rechnungen für die Isotopenketten und deren Massenabhängigkeit existieren nur wenige.

Ein Ansatz in die Richtung die Massenabhängigkeit der Momente zu erklären kommt von Towner et al. [Tow77]. Hier wird in Störungsrechnung die Rumpfpolarisation berechnet für die $N = 126$ Isotone. Es wird dabei explizit der 'Blocking' - Effekt in der $[(h9/2)^n, J]$ -Protonenkonfiguration mit $n = 1 - 6$ berücksichtigt. Sieht man davon ab, daß die absolute Größe der Momente nicht wiedergegeben

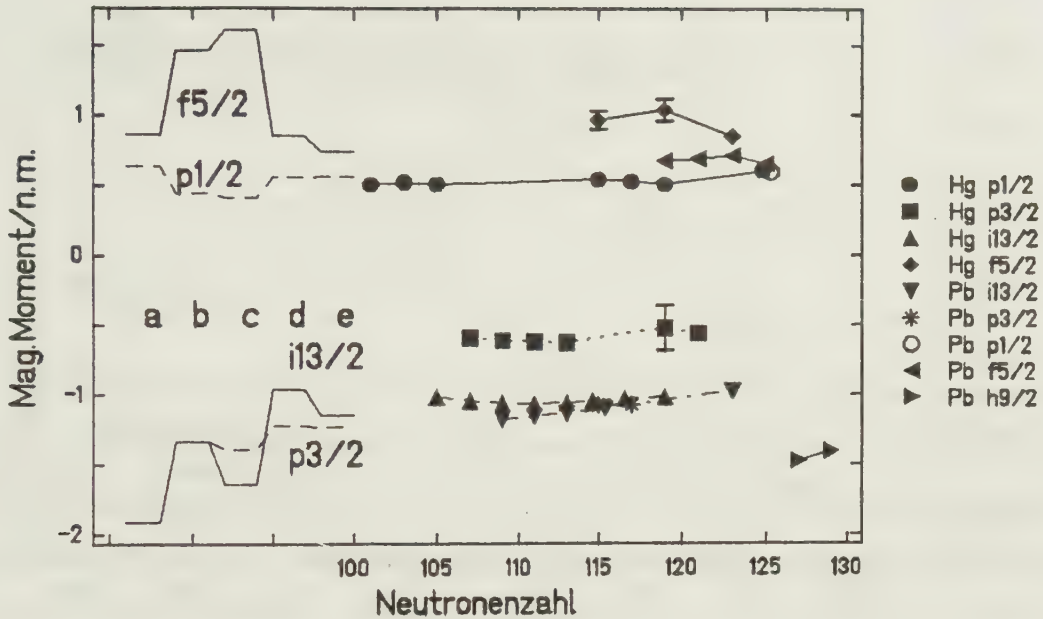


Abb. 5.5: magnetische Momente für Blei und Quecksilber zusammen mit theoretischen Einteilchenmomenten. Es ist a) der Schmidtwert, b) nach Formel 5.3 mit $g_i^{eff} = 0.7g_i^{free}$, c) wie unter b) aber mit $g_i^{eff} = 1.1g_i^{free}$, d) nach [Bau73], e) nach [Pet73]. Die Daten stammen z.T. aus eigenen Messungen, sowie aus [Led78][Da80][Ans86]

wird, so kommt doch der Verlauf der Momente beim Auffüllen der $h9/2$ - Protonenschale sehr gut heraus. Rechnungen für eine Isotopenkette wurden für die 12^+ Zustände im Blei von Roulet et al. [Rou77] gemacht. Hier wurde wieder in 1. Ordnung Störungsrechnung gerechnet und berücksichtigt, daß beim Entfernen von Neutronen aus einer Schale für Rumpfanregungen auch wieder neue Zustände zur Verfügung stehen, in die Nukleonen angeregt werden können. Wie bei [Tow77] kommt die absolute Größe der Momente nicht heraus, wohl aber der Massenverlauf.

Die Anwendung dieser Rechnungen auf die $\nu i13/2$ - Schale, die für die Blei Isotope relevant ist, kann über einen Vergleich mit den Messungen an Hochspin - Zuständen in Blei vorgenommen werden. Solche Messungen wurden in der letzten Zeit von C. Stenzel et al. [Ste83, 85] vorgenommen. Durch Skalieren der von Towner und Roulet angegebenen theoretischen Werten erreicht man eine recht

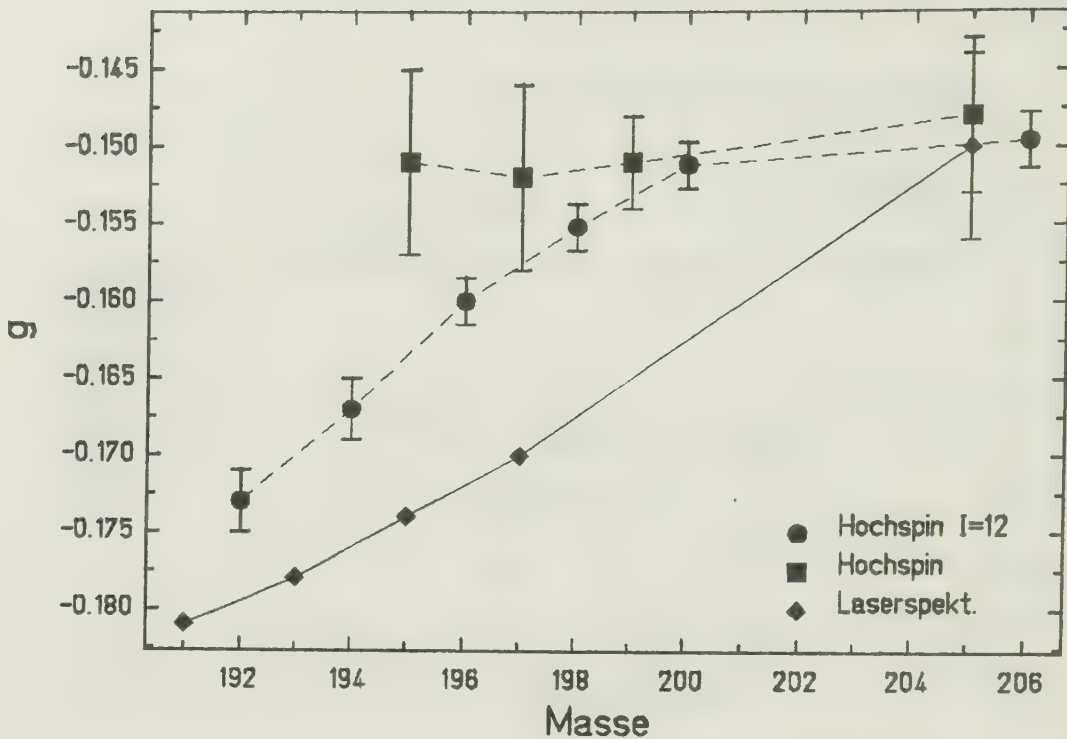


Abb. 5.6: g - Faktoren für $i13/2$ - Zustände im Blei. Die Daten der Hochspinzustände stammen aus [Ste83,85]

gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Diese sind zusammen mit den laserspektroskopisch gewonnenen in Abbildung 5.6 dargestellt.

Die Hochspinzustände haben die Konfiguration $(\nu i13/2)^n$ und die Anwendung der Additivitätsregel zeigt, daß

$$g[(i13/2)^n] = g[i13/2]$$

ist, und somit der direkte Vergleich möglich ist. Gezeigt sind Daten aus Messungen an 12^+ Zuständen in den geraden Isotope und an $33/2, 27/2$ - Zuständen der ungeraden Isotope. Das offensichtliche 'odd - even staggering' kann nicht erklärt werden. Ebenso ist der Grund für die Differenzen zu leichteren Massen hin zwischen den laserspektroskopischen Daten und den Messungen an Hochspinzuständen noch nicht geklärt. Allerdings muss man festhalten, daß sowohl die Differenzen der Messungen als auch die Variation mit der Masse verglichen mit der absoluten Größe der g - Faktoren kleine Effekte sind.

6 Die elektrischen Quadrupolmomente

6.1 Thallium

Die zur Berechnung der spektroskopischen Quadrupolmomente aus den gemessenen B - Faktoren der Hfs übliche Skalierung ist im Thallium nicht möglich, da kein unabhängig gemessenes Quadrupolmoment vorliegt. Das Standardvorgehen in einem solchen Fall ist die semiempirische Berechnung des nichtrelativistischen $\langle r^{-3} \rangle$ - Erwartungswertes aus der Feinstruktur b.z.w. dem A - Faktor der Hfs. Die neuere Version ist die Anwendung des EOF¹ mit entweder ab initio berechneten relativistischen $\langle r^{-3} \rangle_{ij}$ Erwartungswerten oder ebenfalls ein semiempirisches Verfahren, daß aber auf die Benutzung nichtrelativistischer Größen verzichtet. Beide Verfahren sollen im folgenden kurz diskutiert werden, soweit sie für die Analyse der gemessenen Daten gebraucht werden.

In der nichtrelativistischen Zentralfeldnäherung ergibt sich der B - Faktor für ein einzelnes Elektronen außerhalb abgeschlossener Schalen zu [Lin74]

$$b_{nl}^{ij} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} Q \langle r^{-3} \rangle_{nl}^{ij} \cdot \frac{2j-1}{2j+1} \hat{=} 2.349 \times 10^2 \frac{MHz}{barn} a_0^3 Q \langle r^{-3} \rangle_{nl}^{ij} \cdot \frac{2j-1}{2j+1} \quad (6.1)$$

$\langle r^{-3} \rangle_{nl}$ kann aus der Feinstruktur, oder dem A - Faktor der Hfs entnommen werden kann, gemäß [Kop58]

$$\langle r^{-3} \rangle_{nl} = \frac{\Delta\nu_{FS} \cdot R_r}{\alpha^2 R_y Z_i (l+1/2) H_r}$$

$$\langle r^{-3} \rangle_{nl} = \frac{A j(j+1)}{\alpha^2 g_I \frac{m_e}{m_p} l(l+1)}$$

R_r und H_r sind rel. Korrekturen, die in [Kop58] tabelliert sind. Eine weitere Möglichkeit bietet die Fermi - Goutsmit - Segré Formel

$$\langle r^{-3} \rangle_{nl} = \frac{Z_a^2 Z_i R_y}{n^{*3} l(l+1)(l+1/2)l}$$

¹ Effektiver Operator Formalismus

$\langle r^{-3} \rangle / a_0^{-3}$	Quelle
12.49	Feinstruktur
8.73	G-F-S Formel
15.45	[Lin74] s.e.
12.0	[Lin74] H-F Rechnungen

Tab. 6.1: $\langle r^{-3} \rangle$ - Werte für Thallium.

Die mit diesen Beziehungen berechneten Werte sind in Tabelle 6.1 aufgelistet. Man sieht, daß die Werte doch erheblich streuen. Wegen ihrer Gültigkeit in der Zentralfeldnäherung ist die Anwendung dieser Formeln für dem Tl $6p^2P_{3/2}$ Zustand kaum zu rechtfertigen. Die $6s^26p^2P_{3/2}$ Konfiguration ist stark durch die Beimischung des $5s6p7s$ - Zustandes gestört. Diese Störung erkennt man am Verhältniss der A - Faktoren der beiden Feinstrukturzustände. Im Einelektronenbild sollte dies durch

$$\frac{a_{l-1/2}}{a_{l+1/2}} = \frac{2l+3}{2l-1} \cdot \frac{F_{l-1/2}}{F_{l+1/2}} \tag{6.2}$$

gegeben sein, d.h. im Fall von Tl

$$\frac{a_{l-1/2}}{a_{l+1/2}} = 5 \cdot \frac{F_{l-1/2}}{F_{l+1/2}} \simeq 5$$

Die exp. gemessenen Werte z.B. im ^{203}Tl mit 176 zeigen enorme Abweichungen (Zahlenwerte aus [Kop58]).Ein weiteres Indiz ist der Wert für Z_i in der GFS - Formel und in der FS - Formel. Z_i ist eine semiempirische Größe, die zwar mit Unsicherheiten behaftet ist, aber oft benutzt wird, z.B. in der Analyse isoelektronischer Reihen. Man erhält Z_i wieder auf verschiedene Weise. Lande gibt die Beziehung für die FS an [Flu76]

$$\delta\nu_{FS} = \frac{1}{2}(\alpha Z_i)^2 \cdot W_n^{3/2}$$

$$W_n = \text{Termenergie}$$

Nach Casimir ist eine bessere Beschreibung durch

$$\delta\nu_{FS} = \frac{(\alpha Z_i)^2}{4} H_r(Z_i) \left(-\frac{dW_n}{dn}\right)$$

möglich [Flu76]. Man bekommt so Werte für Z_i , die etwa um 80 - 89 liegen, also z.T. größer sind als Z ! Nach [Kop58] erwartet man $Z_i = Z - 4$ für p - Elektronen. Die Problematik der Werte für Z_i und auch der rel. Korrekturen ist ausführlich in der Literatur diskutiert. [Fis70, Flu76, Lin74, Gre88]

Eine Möglichkeit die Beimischungen in $^2P_{3/2}$ - Zustand zu beschreiben ist die Berücksichtigung eines Spinpolarisationsterms durch [Fis70, Lin74]

$$A_{l+1/2} = a_{l+1/2} + a_c \quad A_{l-1/2} = a_{l-1/2} - a_c$$

die Berechnung von a_c ist ebenfalls ausführlich in der Literatur diskutiert [Fis70, Lin74]. Die Übereinstimmung gerade für $^2P_{3/2}$ - Zustand ist aber schlecht. Für die Analyse der Hfs kann man aber $A_{l-1/2}$ und $A_{l+1/2}$ addieren und erhält mit Gleichung 6.2

$$A_{l+1/2} + A_{l-1/2} = a_{l+1/2} \left[1 + \frac{2l+3}{2l-1} \cdot \frac{F_{l-1/2}}{F_{l+1/2}} \right]$$

und somit aus den experimentell gemessenen A_j Werten ein Wert für den Eielektronenbeitrag $a_{l+1/2}$, aus dem sich ein $\langle r^{-3} \rangle$ extrahieren läßt, das unabhängig von Konfigurationsmischungen sein sollte.

Im EOF sind zur Bestimmung der rel. radialen Erwartungswerte auf semiempirische Weise mindestens drei Aufspaltungen nötig. Dies ist für Tl nicht gegeben. Man kann aber hier durch Addition der A - Faktoren nach der oben angegebenen Formel einen Wert für $\langle r^{-3} \rangle$ erhalten, der zur Analyse der elektr. Hfs benutzt werden kann.

Lindgren und Rosen [Lin74] geben für die magn. Dipolkonstanten

$$a(^2P_{1/2}) = \frac{4}{3}a_l + \frac{3}{4}a_{sd} - \frac{1}{3}a_s$$

$$a(^2P_{3/2}) = \frac{3}{2}a_l - \frac{2}{15}a_{sd} + \frac{1}{3}a_s$$

mit

$$a^{ij} = \frac{2\mu_B \mu_I}{h I} \langle r^{-3} \rangle^{ij} \quad (6.3)$$

Hier ist a_s der Term, der die Spinpolarisation beschreibt. Die Addition ergibt unter der Vorraussetzung, daß a_{sd}/a_l durch die rel. Korrekturfaktoren gegeben ist [Lin74]

$$a_{1/2} + a_{3/2} = \frac{\mu_0}{4\pi} 2\mu_B \frac{\mu_I}{I} \langle r^{-3} \rangle_{nl} \left[2 + \frac{6}{5} \frac{F_{12}}{F_{01}} \right]$$

Masse A	Spin I	Q_s barn	$Q_s^{korrr.}$ barn	$Q_0^{str.coupl.}$ barn	$Q_0^{rot.al.}$ barn	$Q^{s.e.}$ barn	β
188	7	0.129(4)	0.132(4)	0.22	-0.44	-	0.0069(11)
190	2	-0.330(9)	-0.338(9)	-0.924	-	-0.475 ^(b)	-0.0565(9)
190	7	0.286(14)	0.292(14)	0.44 ^(a)	-0.96	0.433(120)	0.0151(4)
191	1/2	-	-	-	-	-	-
191	9/2	-2.241(20)	-2.294(2)	-4.16	-	-	-0.142
192	2	-0.329(11)	-0.337(11)	-0.921	-	-0.47 ^(b)	-0.0560(9)
192	7	0.465(20)	0.477(20)	0.69 ^(a)	-1.52	0.533	0.0235(4)
194	2	-0.283(7)	-0.290(7)	-0.792	-	-0.43 ^(b)	-0.478(7)
194	7	0.610(16)	0.624(16)	0.94 ^(a)	-2.06	0.756(60)	0.0318(9)
196	2	-0.179(14)	-0.183(14)	-0.50	-	-0.445 ^(b)	-0.0300(1)
196	7	0.766(21)	0.784(21)	1.18 ^(a)	-2.60	0.824(7)	0.0396(5)

Tab. 6.2: Quadrupolmomente für Thallium. Für ^(a) wurde die Konfiguration $[\pi s1/2 \otimes \nu i13/2]_{7+}$ angenommen, für ^(b) $[\pi s1/2 \otimes \nu p3/2]_{2-}$.

F_{12} und F_{01} sind den Tabellen aus [Lin74] zu entnehmen. Der so berechnete Wert für $\langle r^{-3} \rangle_{nl}$ ist ebenfalls in Tabelle 6.1 aufgeführt.

Angesichts der Unsicherheit in dem empirischen Vorgehen soll zur weiteren Analyse der B - Faktoren der ab initio berechnete Wert für $\langle r^{-3} \rangle_{02}$ aus [Lin74] benutzt werden. Dieser ist

$$\langle r^{-3} \rangle_{02} = 12.0 a_0^{-3}$$

Dies führt mit Formel 6.1 zu

$$b = 1128 \frac{MHz}{b} \cdot Q_s$$

Die damit berechneten Werte für Q_s sind in Tabelle 6.2 aufgeführt . Die Werte beinhalten die Sternheimerkorrektur (siehe unten).

• Der Sternheimereffekt

Die von dem Valenzelektron hervorgerufene Polarisierung des Elektronenrumpfes führt zu einem effektiven Quadrupolmoment der Hülle. Dies kann die elektrische Hfs - Wechselwirkung des Valenzelektrons vergrößern ('antishielding'), oder verkleinern ('shielding'). Das korrigierte Quadrupolmoment des Kerns berechnet sich nach

$$Q_{\text{kor}} = \frac{1}{1 - R} \cdot Q_{\text{exp}}$$

Der Korrekturfaktor R für die $6s^2 6p^2 P_{3/2}$ Konfiguration in Thallium ist in [Ste51] angegeben.

$$R = 0.023$$

Er führt zu einer Korrektur von 2.4% an den experimentellen Momenten. Die Genauigkeit der Sternheimerkorrektur ist schwierig zu beurteilen, und oft stellen die Berechnungen nur Abschätzungen dar, mit einer Unsicherheit von 30% [Ste51]. Da die experimentelle Unsicherheit der gemessenen Quadrupolmomente auch etwa 1 - 2% beträgt, kann in der weiteren Diskussion die Sternheimerkorrektur vernachlässigt werden, obwohl sie in Tabelle 6.2 noch berücksichtigt wurde.

6.1.1 Die Quadrupolmomente der u-g Thalliumisotope

Die Grundzustände der ungeraden Thalliumisotope haben alle Spin $I = 1/2$ und somit keinen Beitrag des Quadrupolmoments zur Hfs. Der experimentelle Wert für das $I^\pi = 9/2$ Isomer für ^{191}Tl mit $Q_s = -2.241(10)\text{nm}$ ist in guter Übereinstimmung mit dem von Bounds gemessenen Wert [Bou85].

Für den Fall einer kollektiven Deformation kann man β aus dem intrinsischen Quadrupolmoment Q_0 berechnen [Löb70]

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z R^2 \beta_q (1 + 0.36\beta_q + \mathcal{O}(\beta_q^2)) \quad (6.4)$$

mit $r_0 = 1.2\text{fm}$. Der zweite und dritte Term in der Klammer kann vernachlässigt werden. Die Umrechnung des spektroskopischen Quadrupolmoments setzt die Kenntnis des Kopplungsschemas voraus. Dies ist insbesondere in der Nähe ab-

geschlossener Schalen nicht einfach, da die Kernstruktur durch Rotationsfreiheitsgrade und Vibrationsfreiheitsgrade sowie Einteilchenaspekte bestimmt wird.

Der $9/2^-$ -Zustand im Thallium wurde intensiv untersucht, da er ein Paradebeispiel für 'Intruderzustände' ist [Hey83, Ham85, Ham88, Hey87, Hey88]. Auf diesen Aspekt der $9/2^-$ - Zustände wird in Kapitel 7.2.1 noch einmal zurückgekommen. Über das Kopplungsschema geben die kernspektroskopischen Untersuchungen Aufschluß [New70, New74, Uyt75, Dio76, Goo77]. Die zeigen den $9/2^-$ -Zustand als Kopf einer stark gekoppelten Rotationsbande. Er kann als Nilssonzustand $9/2[505]$ identifiziert werden. Das ungepaarte Nukleon in diesem Zustand sollte stark gekoppelt sein und die Thalliumisotope sollten oblat deformiert sein.

Für starke Kopplung berechnet sich Q_0 aus Q_s nach [Boh75]

$$Q_s = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0$$

Für den Kopf einer stark gekoppelten Rotationsbande ist $K = I$ und es gilt

$$Q_s = \frac{I}{I+1} \frac{2I-1}{2I+3} Q_0 \quad (6.5)$$

Damit berechnet man für ^{191}Tl

$$Q_0 = -4.11(2)b$$

und für die statische Deformation nach Gleichung 6.4

$$\beta^{191\text{Tl}} = -0.142(1)$$

Das Vorzeichen des Deformationsparameters bestätigt somit die oblate Form des Thalliumisomers.

6.1.2 Die Quadrupolmomente der u-u Thalliumisotope

Die Quadrupolmomente der geraden Thalliumisotope sollten sich aus den Beiträgen der ungepaarten Nukleonen zusammensetzen. Wie bei den magn. Momenten kann die Additivitätsrelation für die Matrixelemente von Tensoren angewendet werden [Boh69].

$$Q_s = (-1)^{j_p+j_n+I}(2I+1) \begin{pmatrix} I & I & 2 \\ I & -I & 0 \end{pmatrix} \left(\frac{\begin{pmatrix} j_p & j_n & I \\ I & 2 & j_p \end{pmatrix}}{\begin{pmatrix} j_p & j_p & 2 \\ j_p & -j_p & 0 \end{pmatrix}} Q_{s,p} + \frac{\begin{pmatrix} j_n & j_p & I \\ I & 2 & j_n \end{pmatrix}}{\begin{pmatrix} j_n & j_n & 2 \\ j_n & -j_n & 0 \end{pmatrix}} Q_{s,n} \right) \quad (6.6)$$

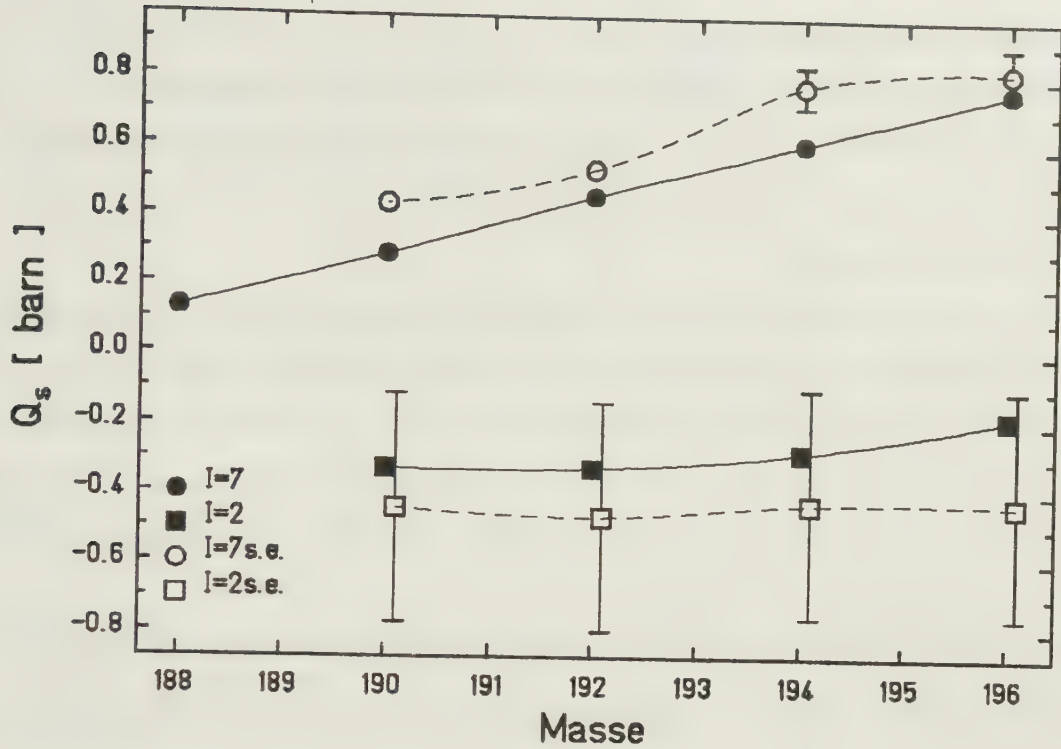


Abb. 6.1: Q_s für die $I = 7$ und $I = 2$ Isotope

Die Einteilchenquadrupolmomente $Q_s(p, n)$ können nach

$$Q_{s,p} = \frac{3j^2 - j(j+1)}{2j(j+1)} Q_0 = -\frac{2j-1}{2j+2} \langle r^2 \rangle \simeq -\frac{2j-1}{2j+2} r_0^2 A^{2/3}$$

mit $r_0 = 1.2 fm$ berechnet werden. Insbesondere gilt im 'seniority coupling scheme' für Seniorität eins Zustände

$$Q = Q_{s,p} \left(1 - \frac{2n-2}{2j-1} \right) \quad (6.7)$$

Wie auch für die Silber- und Indiumisotope gezeigt wurde [Din88, Ebe86] erhält man bessere Übereinstimmung mit dem Experiment, wenn man die experimentellen Momente der Nachbarisotope benutzt.

Zur Anwendung der Additivitätsrelation müssen die Konfigurationen der Zustände bekannt sein. Die möglichen Zustände für die $I = 7$ und $I = 2$ Isotope wurden in Kapitel 5.2 diskutiert. Für $I = 7$ gibt den Hauptbeitrag die Konfiguration $[\pi s1/2 \otimes \nu i13/2]_{7+}$ wo nur das Neutronenmoment beiträgt. Die so berechneten semiempirischen Quadrupolmomente sind in Abbildung 6.1 zusammen mit den experimentellen Daten dargestellt. Warum die Additivitätsregel so gut mit den experimentellen Werten übereinstimmt ist an den in Abbildung 6.2 ein-

getragenen Quadrupolmomenten von Hg und Pb zu sehen. Wie in Kapitel 6.2 aufgezeigt wird, stellen die Bleimomente Einteilchenquadrupolmomente dar. Mit zunehmender Entfernung von dem Protonenschalenabschluss nehmen die Quadrupolmomente stetig zu, so daß der Mittelwert der Hg und Pb Daten gut mit denen von Tl übereinstimmen.

Die $I = 2$ Isomere werden ebenfalls recht gut wiedergegeben in der Konfiguration $[\pi s1/2 \otimes \nu p3/2]_{2-}$. Hier liefert wieder nur das Neutron einen Beitrag und die eingezeichneten Werte sind wieder die Mittelwerte aus den Daten von Hg und Pb.

Die aus den Quadrupolmomenten zu berechnende Deformation ist in Kapitel 7.1.1 im Zusammenhang mit den Ladungsradien diskutiert. Hier soll im weiteren nur auf das Kopplungsschema eingegangen werden.

Die Drehimpulskopplung zweier Nukleonen lässt zwei Grenzfälle zu [Tre83]

- den 'friedlichen' Fall, wo beide Nukleonen das gleiche Kopplungsschema besitzen
- den 'Konfliktfall', wo das Kopplungsschema verschieden ist.

Für die Thalliumisotope mit Spin $I = 7$ vereinfacht sich die Situation deshalb, weil das Proton keinen Beitrag zum Quadrupolmoment liefert. Es muss deshalb nur die Kopplung der $\nu i13/2$ - Neutronen an den Rumpf geklärt werden. Der große Spinwert legt nahe, daß der Coriolisterm im Hamiltonoperator dominiert, und 'rotational alignment' vorliegt. Hier gilt [Vol77]

$$Q_s = \frac{3\Sigma_n(d_{\alpha,n}^I(\frac{\pi}{2}) \cdot \Omega)^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} \cdot Q_0$$

mit

$$Q_s = -0.2956 \cdot Q_0$$

für $I = 13/2$. Die intrinsischen Quadrupolmomente würden also negativ und die $I = 7$ Isomere hätten die gleiche oblate Deformation wie die $I = 9/2$ Isomere der u - g Kerne. Im Grenzfall der starken Kopplung hingegen würden die Thalliumisotope prolate Deformation aufweisen.

Kernspektroskopische Untersuchungen an Hochspinzuständen im Tl wurden von Kreiner et al. vorgenommen [Kre81,81a und Ref. darin], die zeigen, daß das $i13/2$ Neutron entkoppelt ist.

Masse	Spin	Q_s /barn	
A	I	3P_1	1D_2
191	13/2	0.13(8)	0.085(5)
193	13/2	0.16(7)	0.195(10)
195	13/2	0.29(10)	0.306(15)
197	13/2	0.51(13)	0.378(19)

Tab. 6.3: elektr.Quadrupolmomente für Blei

6.2 Blei

Die Berechnung der spektroskopischen Quadrupolmomente aus den gemessenen B - Faktoren der Hfs erfolgt, wie schon in Kapitel 2 angegeben nach der Beziehung

$$B = eQ_s < V_{zz}(0) >$$

Da keine unabhängige Messung für das spektroskopische Quadrupolmoment für zumindest ein Isotop vorliegt, muss der elektrische Feldgradient berechnet werden.

Für den $6p7s\ ^3P_1$ - Zustand wurde dies unter zur Hilfenahme des effektiven Operatorformalismus (EOF) von Dembcynski et al. [Dem84] durchgeführt mit dem Resultat

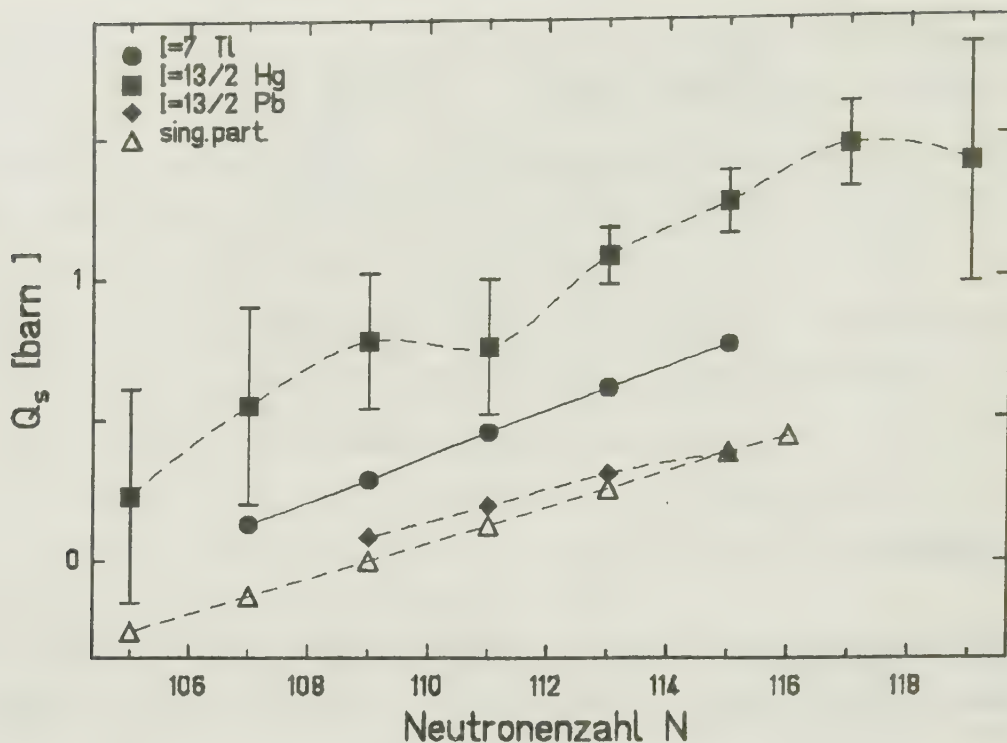
$$Q_s(^A Pb) = -0.00868(52) \cdot B(^A Pb, 6s7s\ ^3P_1) \cdot \frac{b}{MHz}$$

Die analoge Rechnung für den $6p^2\ ^1D_2$ - Zustand in intermediärer Kopplung ergibt [Din88a]

$$Q_s(^A Pb) = +0.000693 \cdot B(^A Pb, 6p^2\ ^1D_2) \cdot \frac{b}{MHz}$$

Die Verwendung der Daten des 1D_2 - Zustandes bringt eine größere Genauigkeit, da die B - Faktoren größer sind als die des 3P_1 - Zustandes. Die Ergebnisse für beide Zustände sind in Tabelle 6.3 zusammengefaßt. Die Werte für Q_s stimmen innerhalb der Fehlergrenzen gut überein. Zur weiteren Diskussion werden die Werte des 1D_2 - Zustandes benutzt.

Die Werte für Q_s sind in Abbildung 6.2 zusammen mit den Daten der I = 13/2 Isomere von Hg und den I = 7 Isomeren von Tl gezeigt. Bemerkenswert

Abb. 6.2: Q_s für $I = 13/2$ Isomere

ist das stetige Anwachsen von Q_s mit abnehmendem Z . Zusätzlich eingetragen sind die mit Formel 6.7 berechneten Einteilchenmomente unter der Voraussetzung, daß die $i13/2$ Schale bei ^{198}Pb gefüllt ist. Die Werte sind in hervorragender Übereinstimmung mit den experimentellen Daten, was den Einteilchencharakter der Quadrupolmomente in der Nähe abgeschlossener Schalen bestätigt.

Die Möglichkeit einer kollektiven Deformation kann aber nicht ausgeschlossen werden, da die Projektion eines eventuell größeren intrinsischen Quadrupolmomentes auf die Symmetrieachse des Kerns z.B. im Grenzfall der starken Kopplung ebenfalls die gemessenen spektroskopischen Quadrupole ergeben kann. Diese Deformation, müßte sich auch in der ISV bemerkbar machen. Darauf wird in Kapitel 7.2.4 noch einmal zurückgekommen.

7 Analyse der ISV

7.1 Thallium

Die Analyse der ISV beinhaltet im wesentlichen die Festlegung des SME und des elektronischen Faktors F . Wie in Kapitel 2 dargestellt, kann F aus einer semiempirischen Analyse gewonnen werden, aber auch ab initio berechnet werden. Die Schwierigkeit bei der Festlegung des SME liegt darin, daß die empirischen Abschätzungen nach Heilig und Steudel [Hei74] nur für $ns \rightarrow np$ -Übergänge Gültigkeit besitzen. Im Thallium hat man einen $np \rightarrow (n+1)s$ -Übergang. Die Möglichkeit einer Kingplotanalyse besteht für Thallium nicht, da ISV - Messungen nur noch für die 377 nm Linie existieren. Wie schon in Kapitel 4.1 diskutiert beinhalten diese Messungen eine falsche Zuordnung der Hfs - Komponenten bei ^{194}Tl . Der Achsenabschnitt der King - Geraden gibt die Differenz der SME in beiden Linien. Hier kann also keine zusätzliche Information über den SME der 535 nm Linie gewonnen werden. Lediglich die Steigung der Geraden kann mit ab initio berechneten F - Werten verglichen werden und so als Test der Rechnungen angesehen werden.

Im folgenden sollen die drei Beiträge zur ISV diskutiert werden

- NME

Dieser wird nach Formel 2.2 in Kapitel 2.1 berechnet.

- KVE

In den letzten Jahren sind in zunehmenden Maß ab initio Rechnungen zu $|\Psi(0)|^2$ - Werten durchgeführt worden. Sie wurden zur Analyse der ISV u.a. auch für die Nachbarelemente von Thallium, Quecksilber und Gold herangezogen [Ulm86, Wal87]. Die Daten für Blei werden im nächsten Kapitel besprochen. Für das chemische Homologe zu Tl, Indium, wurde von Ulm [Ulm84] gezeigt, daß eine konsistente Analyse sowohl mit der semiempirischen Methode, als auch mit den ab initio - Werten möglich ist. Es zeigt sich jedoch

F / GHz/ fm^2	Methode	Referenz
33.416	G-F-S	-
33.953	HFS	-
31.096		[Blu85]
18.94	SCDF Rechnungen	[Fri84]
18.657	MCDF Rechnungen	[Fri88]
18.414	"	"
18.550	"	"

Tab. 7.1: F - Werte für Thallium. Es bedeutet SCDF 'single configuration' Dirac Fock Methode und MCDF 'multi configuration' Dirac Fock Methode.

ein Trend in den Resultaten aus beiden Methoden. Die elektronischen Faktoren aus dem semiempirischen Vorgehen sind meist deutlich größer als die ab initio berechneten. In Tabelle 7.1 sind die mit den verschiedenen Methoden gewonnenen Werte für F aufgelistet. Die drei Werte aus den MCDF - Rechnungen unterscheiden sich in der Größe des Konfigurationsraumes, der berücksichtigt wurde.

Ein entscheidender Punkt ist, daß die generell größeren Werte der semiempirischen Methode auch größere Werte für den SME erforderlich machen, um die ISV zu beschreiben.

Dies wird im folgenden diskutiert.

• SME

Die Festlegung des SME ist für den $np \rightarrow (n + 1)s$ - Übergang im Thallium möglich, wenn es einen unabhängig gemessenen Wert für $\delta < r^2 >^{A,A'}$ gibt. Solche Ergebnisse liegen aus Messungen mit myonischen Röntgenstrahlen und K_α - Röntgenlinien vor für $^{203,205}Tl$. Ebenfalls möglich ist die Verwendung des $\delta < r^2 >^{A,A'}$ aus dem Dropletmodell, dessen Parameter ja gerade an die experimentellen Daten der Kerne mit magischen Zahlen angepasst werden und damit auch Kerne in der Nähe der Schalenabschlüsse gut beschreiben sollte. In Tabelle 7.2 sind für die Isotope $^{205,203}Tl$ der jeweils größte und

Methode	$\delta < r^2 >^{203,205}$	Referenz
μ -X-Ray	0.1151(34)	[Eng74]
μ -X-Ray nur s-p Überg.	0.1117(11)	"
Dropl. Modell	0.110648	[Dor86]
	0.12581	[Ber85]
	0.105816	[Mey83]
	0.110245	[Dor86]
Pb $\lambda/0.94$	0.1049(12)	[Hei74]
Hg $\lambda/0.94$	0.1149(26)	[Tho83]

	SME in Einheiten des NME		
$\delta < r^2 >^{203,205}$	F=18.414	F=18.94	F=33.953
0.1151(34)	-3.8	-20.6	-109.8
0.106(1)	-6.3	-9.8	-110.9

Tab. 7.2: spez. Masseneffekt in Einheiten des normalen Masseneffekts für die Extremwerte von F und $\delta < r^2 >$ zusammen mit den verfügbaren Daten für $\delta < r^2 >$

kleinste Wert für $\delta < r^2 >^{203,205}$ mit den Extremwerten der möglichen Werte des elektr. Faktors F kombiniert. Zu erkennen ist, daß die semiempirischen F - Werte z.T. sehr große spez. Masseneffekte zur Folge haben, aber auch der ab initio berechnete Wert liegt deutlich über den Abschätzungen von Heilig und Steudel [Hei74]. Bei der Berechnung der $\delta < r^2 >^{A,A'}$ - Werte und deren Verlauf mit der Masse macht sich die Größe des SME in der Steigung bemerkbar. Trägt man also $\delta < r^2 >^{A,A'}$ gegen die Neutronenzahl auf für verschiedene Elemente, wie z.B. Au, Hg, Tl, Pb e.t.c., so ist die Grundidee die, daß das schwerere Nuklid auch den größeren Radius hat. Die Isotopenketten sollten also im einfachsten Fall parallel zueinander verlaufen. Dieses Bild wird von einer großen Zahl von Messungen an langen Isotopenketten bestätigt [Auf87]. Die in Tabelle 7.2 auf gelisteten SME würden aber dazu führen, daß sich die Kurven der Kernladungsradien überschneiden würden. Für einen solchen

Verlauf liegen aber keine Indizien aus der Kernstruktur vor. Im Gegensatz dazu führt die einfache Abschätzung von Heilig und Steudel zu einem konsistenten Bild. Diese Art der Analyse mit $ME = 0 \pm 1 \cdot NME$ wurde auch von Bounds et al. [Bou85] benutzt.

Theoretische Berechnungen des spez. Masseneffektes sind durch Berechnung der elektronischen Wellenfunktionen mit selbstkonsistenten Methoden, wie z.B. dem Hartree - Fock Verfahren möglich. Solche Rechnungen wurden von M. Wilson für Thallium durchgeführt, mit dem Resultat [Wil88]:

$$SME^{203,205} = -16MHz$$

Dieses Resultat bedeutet, daß sich NME und SME fast vollständig kompensieren und somit die Erfahrungswerte von Heilig und Steudel bestätigen.

Die Genauigkeit der theoretischen Berechnung des SME mit dem Hartree - Fock Verfahren ist schwierig abzuschätzen. Die weitere Analyse der ISV soll deshalb mit $ME = 0 \pm 1 \cdot NME$ durchgeführt werden, um in dem großen Fehler etwaige systematischen Fehler mit einzubeziehen. Für den elektronischen Faktor F soll der von B. Fricke berechnete Wert von

$$F = 18.937 \frac{GHz}{fm^2}$$

benutzt werden.

Die so errechneten $\delta < r^2 >^{A,A'}$ sind in Tabelle 7.3 aufgeführt.

Die angegebenen Fehler beinhalten die experimentellen Fehler, sowie eine 2% Unsicherheit in den Selzerkoeffizienten und eine 10% Unsicherheit in F. Der Verlauf der $\delta < r^2 >^{A,A'}$ - Werte ist in Abbildung 7.1 gezeigt. Ebenfalls eingetragen ist die Vorhersage des Dropletmodells nach den in Tabelle 7.2 angegebenen Autoren. Man erkennt

1. eine Abweichung der Radien von der Dropletgeraden zu leichteren Massen hin, d.h. mit größerer Entfernung von der abgeschlossenen Schale.
2. ein starkes odd - even staggering der ungeraden Thalliumisotope ab ^{193}Tl , zusammen mit einer großen Isomerieverschiebung.
3. eine kleine Isomerieverschiebung bei den geraden Thalliumisotopen, die zwischen 194 und 192 das Vorzeichen wechselt.

Masse A	Spin I	$\delta < r^2 >^{A,205}$ fm^2	γ
188	7	-0.779(93)	-
189	9/2	-0.533(60)	-
190	2	-0.677(81)	0.651(34)
190	7	-0.692(83)	0.437(34)
191	1/2	-0.553(66)	-
191	9/2	-0.471(56)	-
192	2	-0.603(72)	0.450(47)
192	7	-0.609(72)	0.540(44)
193	1/2	-0.465(55)	-
193	9/2	-0.395(46)	-
194	2	-0.531(63)	0.085(200)
194	7	-0.525(63)	0.600(169)
195	1/2	-0.462(49)	-
196	2	-0.459(55)	0.232(224)
196	7	-0.435(52)	0.857(469)
197	1/2	-0.394(41)	-
198	2	-0.386(40)	0.267(303)
198	7	-0.364(37)	-
199	1/2	-0.298(29)	-
200	2	-0.285(27)	0.428(191)
201	1/2	-0.199(23)	-
202	2	-0.175(14)	0.664(198)
203	1/2	-0.099(12)	-
205	1/2	0.0	-
207	1/2	+0.100(12)	

Tab. 7.3: $\delta < r^2 >$ und Staggering Parameter γ (s. Formel 7.4) für Thallium.

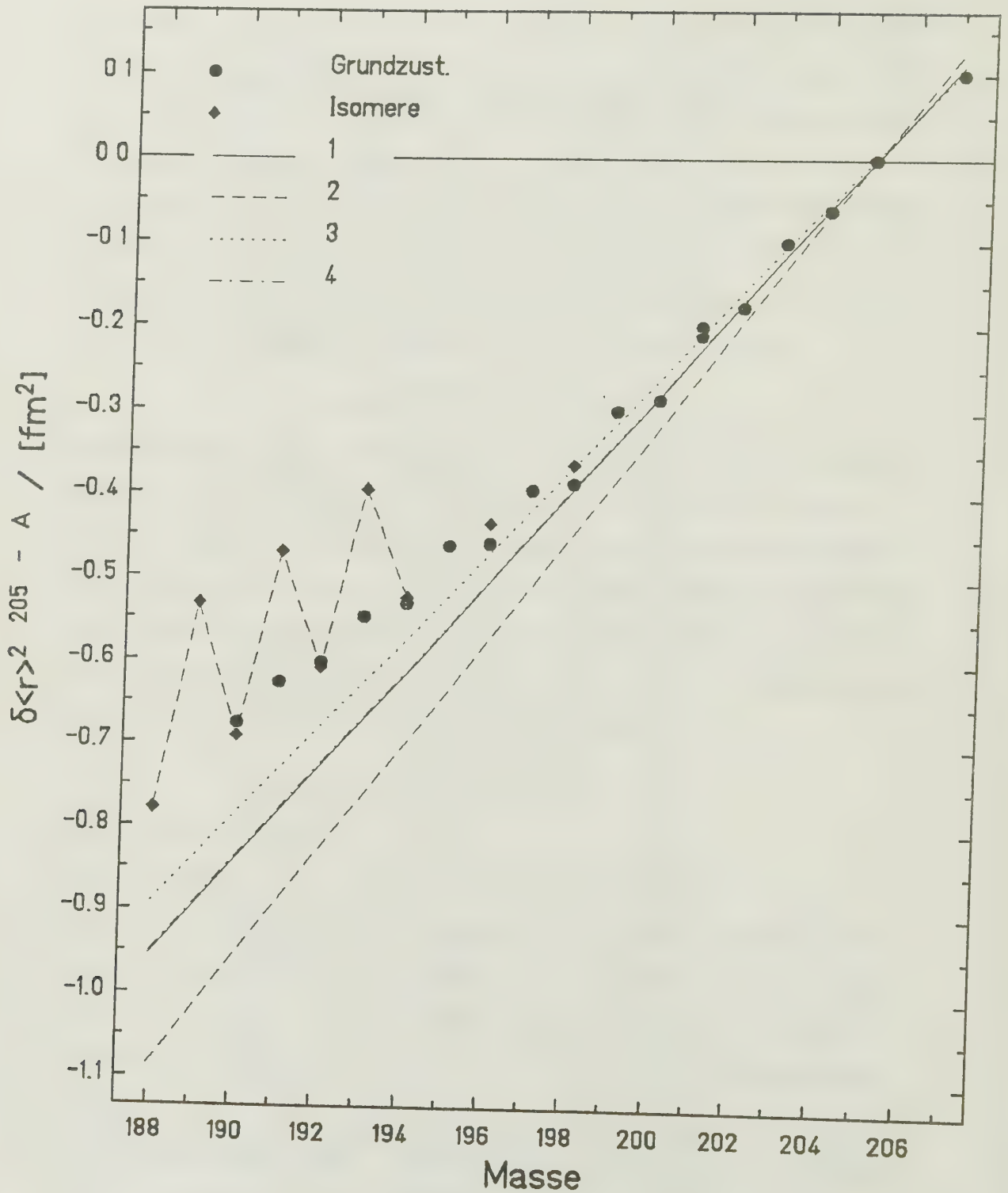


Abb. 7.1: Änderung des mittleren quadratischen Ladungsradius für Thallium. Ebenfalls eingezeichnet sind die Vorhersagen des Dropletmodells mit Parametern nach 1-[Dor86], 2-[Ber85], 3-[Mey83] und 4-[Dor86]. Es ist $\lambda = K \cdot \delta \langle r^2 \rangle$ mit $K=0.94$

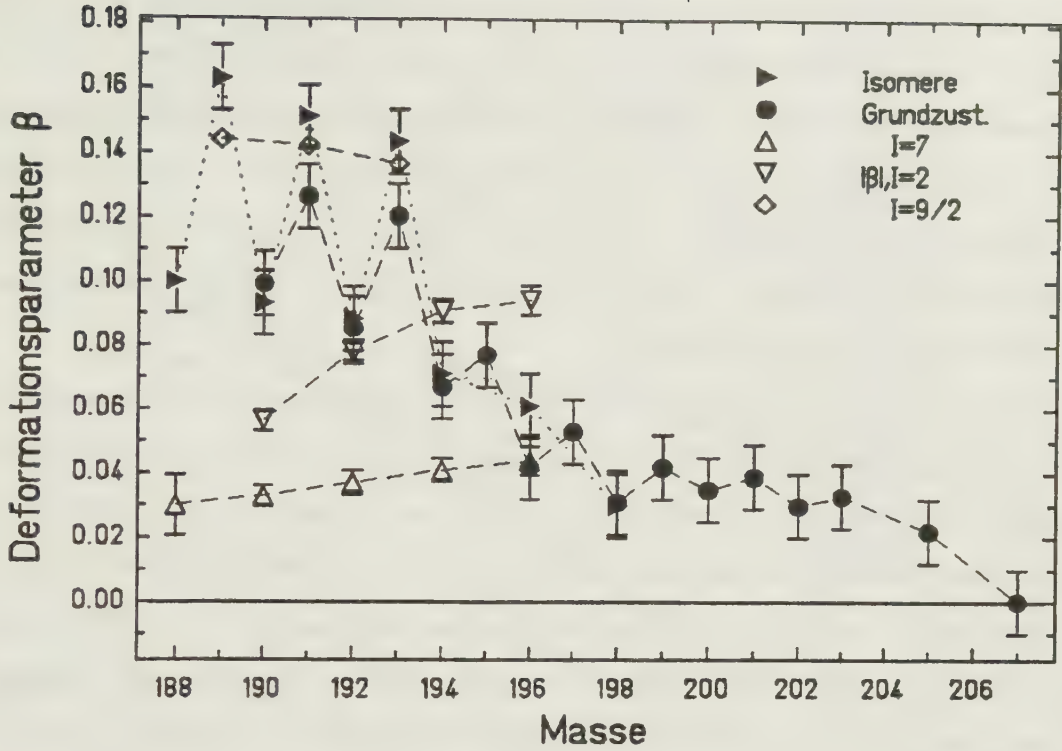


Abb. 7.2: Deformationsparameter β aus den Ladungsradien (volle Symbole) zusammen mit denen aus den Quadrupolmomenten (offene Symbole) gewonnenen.

7.1.1 Die Deformation der Thalliumisotope

Die Abweichung von der Dropletmodellgeraden kann dem Einsetzen einer statischen Deformation des Kerns zugeschrieben werden. Im verallgemeinerten Zweiparametermodell für die Ladungsradien folgt dann

$$\delta \langle r^2 \rangle^{A,A'} = \delta \langle r^2 \rangle_{sph}^{A,A'} + \langle r^2 \rangle_{sph}^{\bar{A}} \left\{ \frac{5}{4\pi} \sum_i (\delta \langle \beta_i^2 \rangle) \right\} \quad (7.1)$$

Hier ist $\delta \langle r^2 \rangle_{sph}$ und $\langle r^2 \rangle_{sph}$ durch das Dropletmodell gegeben. Die so erhaltenen Werte für $\delta \langle \beta^2 \rangle$ können in eine absolute Deformation nur umgerechnet werden, wenn diese für mindestens ein Isotop bekannt ist. Die einfachste Lösung hier ist die Deformation der Isotope mit magischen Nukleonenzahlen gleich Null zu setzen. Da der Verlauf der Ladungsradien bis etwa ^{200}Tl gut durch das Dropletmodell wiedergegeben wird, kann bis hier die Deformation zu null angenommen werden. Die resultierenden Deformationen sind in Abbildung 7.2 gezeigt. Die Werte haben jedoch einen etwas qualitativen Charakter, wie D. Berdichevsky [Ber85] bei einer Untersuchung der Parameter des Dropletmodells gezeigt hat. Die

Genauigkeit der $\langle r^2 \rangle$ - Werte aus dem Dropletmodell reicht nicht aus um Deformationen quantitativ zu bestimmen. In der Tat zeigen neuere Rechnungen von D. Zawicha et al., [Zaw85, 87][Reg88] daß eine vollkommen sphärische Hartree - Fock Rechnung, die Vielkörperkräfte im Kern berücksichtigt, sowohl den Trend der Ladungsradien, als auch das odd - even staggering erklären kann. Leider sind Rechnungen nur für Kerne mit gerader Ordnungszahl verfügbar. Sie werden in Kapitel 7.2 für Blei diskutiert.

Die Größe der oben angegebenen Deformationen sollte sich mit den aus den Quadrupolmomenten extrahierten vergleichen lassen. In Abbildung 7.2 sind auch die Deformationen eingetragen, die sich aus den gemessenen Quadrupolmomenten unter Voraussetzung starker Kopplung ergeben. Die Größe für die $I = 9/2$ und $I = 2$ Isomere ist in relativ guter Übereinstimmung, wohingegen bei $I = 7$ der Trend gerade entgegengesetzt läuft. Die Konsequenzen für die Kopplung der Valenznukleonen sind in Kapitel 6.1 diskutiert. Die Unterschiede der Werte für die $I = 7$ Isomere können z.T. darauf zurück gehen, daß man bei der ISV empfindlich auf $\sum \langle \beta^2 \rangle$ ist, im Quadrupolmoment aber auf $\langle \beta \rangle$, wobei die letzte Größe nur auf statische Änderungen der Kernform empfindlich ist, also z.B. Vibrationsanteile der dynamischen Deformation nicht berücksichtigt.

7.1.2 Das Staggering der Thalliumisomere

Die starke Änderung der Radien für die $I^\pi = 9/2^-$ Isomere ist ein Phänomen, das in der Nähe abgeschlossener Schalen häufig zu finden ist, und unter dem Begriff 'Formisomerie' einer Änderung der Kernform zugeschrieben wurde. [Hey83, Ham85, Ham88]. Die Formisomerie tritt auf, wenn ein Einteilchen - Nilsson - Zustand oberhalb einer abgeschlossenen Schale mit zunehmender Deformation in seiner Energie abgesenkt wird und in die Nähe des Grundzustandes kommt, der unterhalb des Schalenabschlusses liegt. Dies ist deutlich in Abbildung 7.3 s.B. für den $h9/2[5411/2]$ Zustand zu sehen. Dieser 'Intruder' - Zustand kann sogar selbst Grundzustand werden, wie z.B. in Gold und Quecksilber der Fall ist. Die Absenkung in der Energie in einem Kern ungerader Masse kommt durch virtuelle Anregung des ungeraden Nukleons in die unbesetzte Schale ('Intruder orbital')

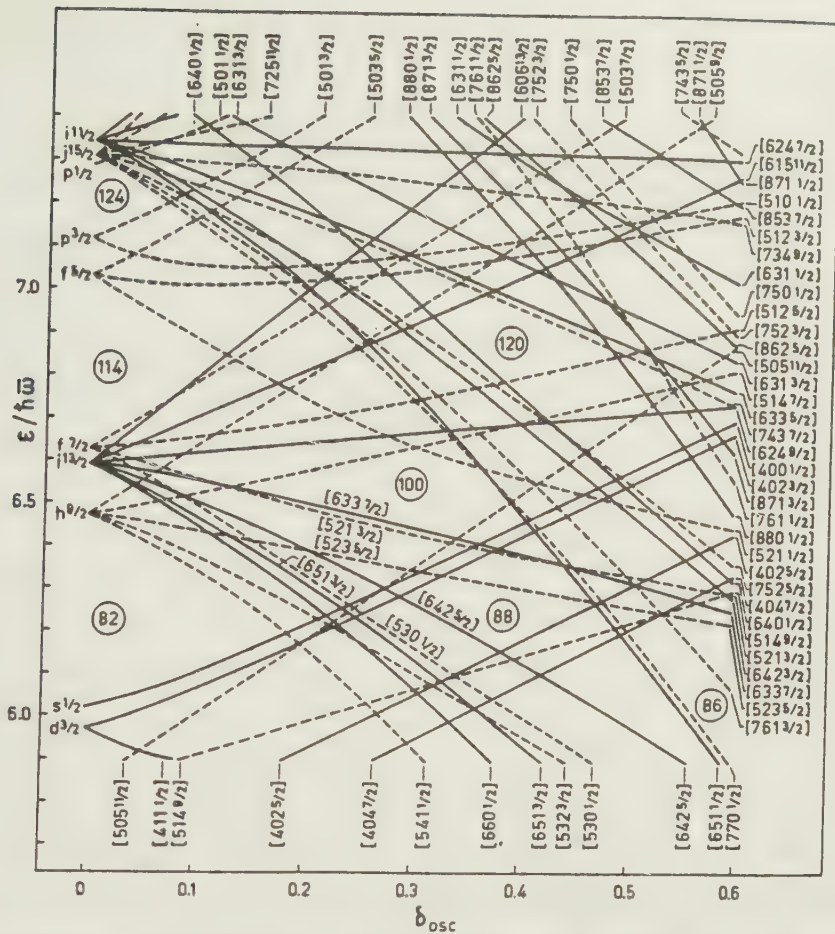


Abb. 7.3: Nilsson diagramm für Protonenzustände um $Z = 82$. Die Abbildung ist [Boh75] entnommen.

zustände. Es entsteht eine $1p - 2h$ Konfiguration (h für 'hole', p für 'particle'), die durch die Paarungsenergie eine größere Bindungsenergie bekommt, als nach dem Einteilchenschalenmodell des Kerns zu erwarten wäre. Für die $Z = 82$ Gegend ist dies ausführlich in [Hey83, 88] diskutiert.

Die $9/2^-$ - Isomere in Tl wurden von Bounds et al. [Bou87] für $^{189,191,193}\text{Tl}$ gemessen. Die Daten für ^{191}Tl aus dieser Arbeit sind in guter Übereinstimmung mit den Werten von Bounds.

Das Staggering und damit die Deformation der Isomere zeigt eine steigende Tendenz mit abnehmender Neutronenzahl. Aus der Kernspektroskopie ist bekannt, daß die Energieabstände der auf den $9/2^-$ - Zustand aufbauenden Rotationsbande konstant sind [Coe85, Huy81]. Dies spricht für ein konstantes Trägheitsmoment des Rumpfes und damit für eine konstante Deformation. Daß sich die experimentellen Fakten nicht widersprechen, zeigte eine Berechnung der Deformation, Energie und Paarungsenergie der Thalliumisotope von G. Leander [Bou85]. Diese zeigen, daß die Deformation zunimmt mit abnehmender Neutronenzahl, aber daß

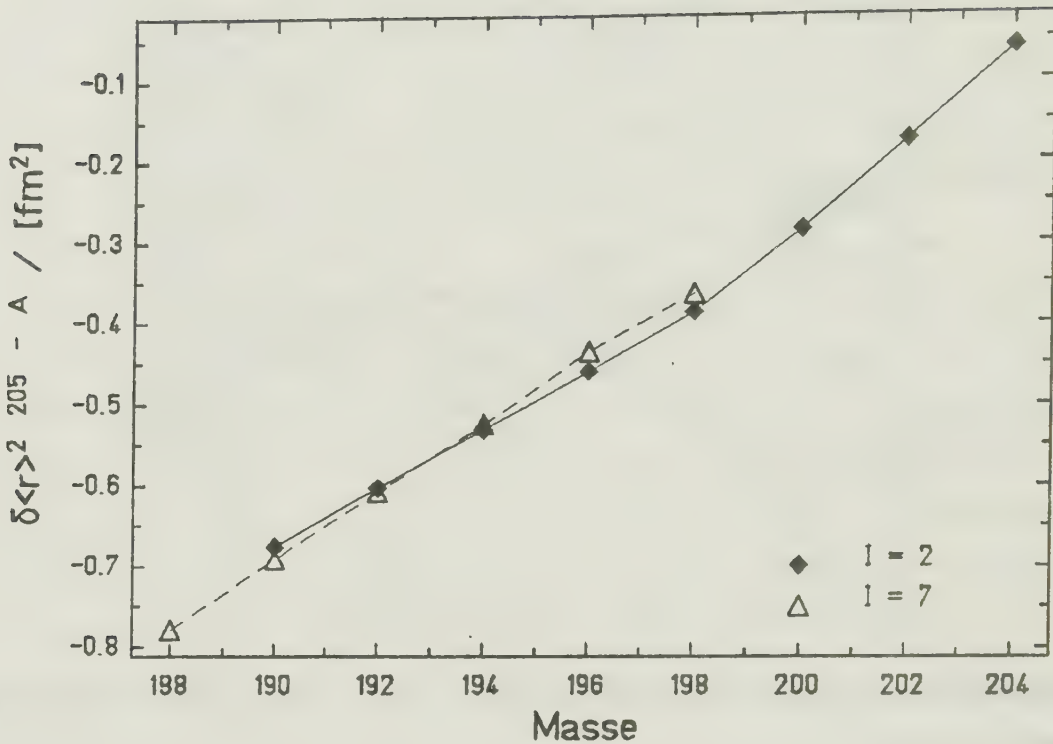


Abb. 7.4: Ladungsradien der geraden Thalliumisotope

ebenfalls die Paarungsenergie zunimmt. Beide Effekte tragen mit verschiedenem Vorzeichen zur Größe des Trägheitsmoments bei, so daß dieses konstant bleibt.

Die Werte für den Deformationsparameter β sind in Tabelle 6.2 mit aufgeführt.

7.1.3 Die Isomerieverschiebung der geraden Thalliumisotope

In Abbildung 7.4 sind die Radienänderungen separat für die u - u Kerne gezeigt. Auffällig ist die Änderung der Steigung bei $A = 198$ für die $I = 2$ Isomere. Die Isomerieverschiebung wechselt bei $A = 194$ das Vorzeichen. Dies ist deutlich in Abbildung 7.5 zu sehen. Ebenfalls eingezeichnet sind die Messungen am Quecksilber, wo dieses Phänomen auch zu beobachten ist.

Eine quantitative Erklärung für die beiden Effekte existiert nicht. Eine mögliche Erklärung für den Wechsel in der Steigung der Radien ist ein Unterschalenabschluß beim Auffüllen der Schalenmodellniveaus mit zunehmender Neutronenzahl.

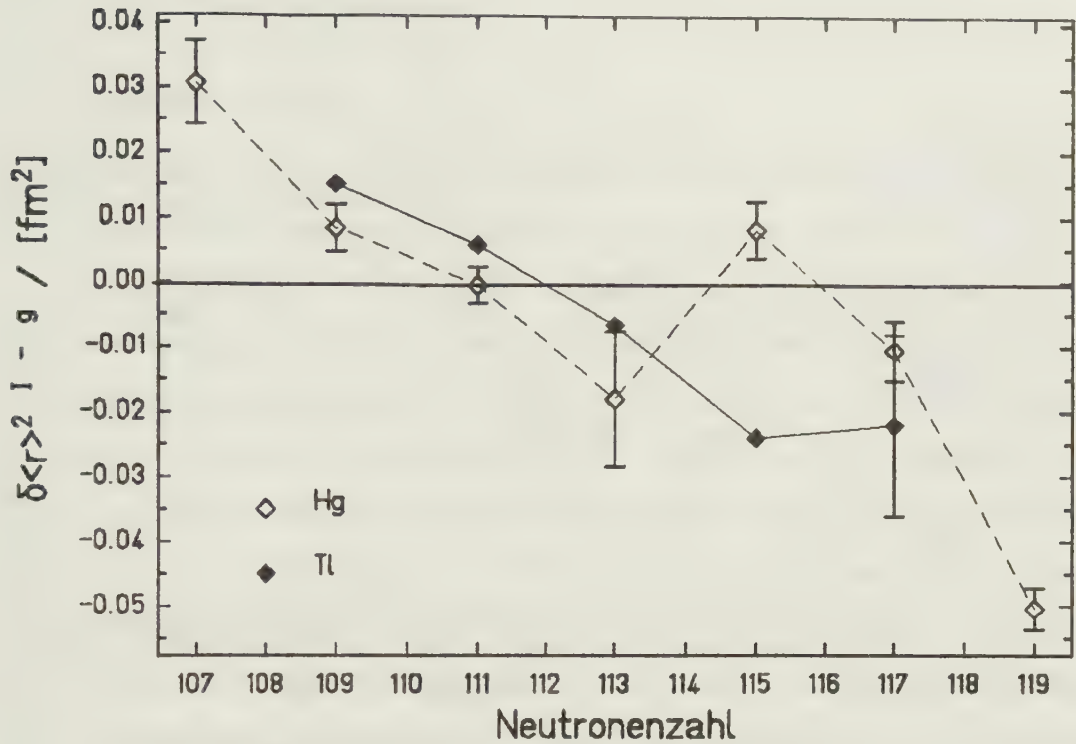


Abb. 7.5: Isomerieverschiebung der geraden Thalliumisotope

In die gleiche Richtung zeigt die Erklärung der Isomerieverschiebung aus unterschiedlichen Radien für verschiedene Kernzustände. Solche Radien für einzelne Kernzustände wurden von Sagawa et al. für Blei berechnet [Sag87]. Angegeben ist in der zitierten Arbeit eine mittlere Radienänderung für das Entfernen eines Neutrons aus einer Schale. Ein qualitativer Vergleich ist im Brix - Kopfermann Diagramm möglich. Es ist in Abbildung 7.6 gezeigt. Der Sprung z.B. der Radienänderungen der $I = 2$ Isotope zwischen $A = 196$ und $A = 198$ von etwa $0.025 fm^2$ kann verglichen werden mit $0.0234 fm^2$, die sich als Änderung zwischen der $i13/2$ Schale und der $p3/2$ - Schale aus den Rechnungen ergibt. Der Schalenmodellfolge entsprechend sollte die $i13/2$ - Schale bei etwa $A = 197$ aufgefüllt sein und die $p3/2$ - Schale begonnen werden. Die Übereinstimmung der Ergebnisse der Rechnungen und der experimentellen Messungen kann aber besser daran überprüft werden, inwieweit das Staggering der Radien wiedergegeben wird, und der Knick der Radienverläufe beim Schalenabschluß. Dies wird in Kapitel 7.2 beschrieben.

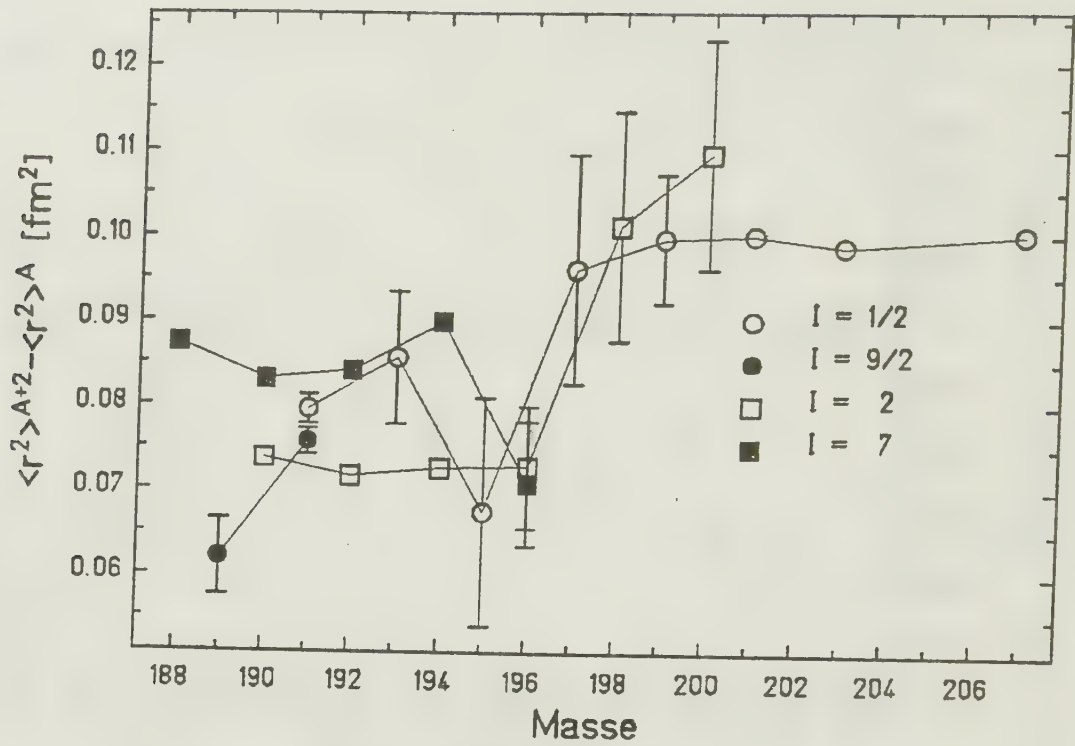


Abb. 7.6: Brix - Kopfermann Diagramm für die Thalliumisotope

7.2 ISV der Bleiisotope

7.2.1 Analyse der ISV

Zur Analyse der ISV in Blei kann auf umfangreiches Datenmaterial zurückgegriffen werden. Die ISV der stabilen und radioaktiven Isotope bis zum ^{196}Pb wurde in der $6p^2\ ^3P_0 \rightarrow 6p7s\ ^3P_1, \lambda = 283\text{ nm}$ Linie von Thomson et al [Tho83] laserspektroskopisch vermessen. Die ISV aus myonischen und elektronischen Röntgenstrahlen sind tabelliert aus Messungen bis 1974 [Boe74,Eng74]. Neuere Messungen aus elektronischen Röntgenlinien sind bei [Bor83] angegeben. Die Bestimmung von SME und elektronischen Faktor F für die ISV ist hier und in [Tho83] ausführlich diskutiert. Für die Festlegung von SME und F für die 723 nm Linie kann nun einmal ein Kingplot gegen die Daten für die 283 nm Linie gemacht werden, zum anderen kann der Kingplot direkt gegen die elektrischen und myonischen Daten vorgenommen werden. Entscheidend für die Genauigkeit der $\delta < r^2 >$ - Werte ist die Tatsache, daß SME und F stark korreliert sind und auch größere Änderungen in F zwar den SME stark ändern, aber die $\delta < r^2 >$ - Werte kaum.

Für den $\lambda = 283\text{ nm}$ Übergang wurde der SME von King et al. berechnet [Kin85]. Das Ergebniss wurde von Anselment et al. zur Festlegung des Achsenabschnitts der Gerade in einem King - Diagramm mit den Ergebnissen der X - Ray Messungen benutzt. Der Kingplot der eigenen Messungen gegen die 283 nm Daten ist in Abbildung 7.7 gezeigt. Hieraus ergibt sich [Din87]

$$ME = 0.3(2.6) \cdot NME \quad (7.2)$$

$$F = 24.72(42) \cdot \frac{GHZ}{fm^2} \quad (7.3)$$

aus den X - Ray Daten erhält man

$$ME = 2.3(5.2) \cdot NME$$

$$F = 24.6(5) \cdot \frac{GHZ}{fm^2}$$

Die Werte sind innerhalb der Fehlergrenzen konsistent. Theoretische Werte für den SME der 723 nm Linie ist von M. Wilson mit einem 'pseudorelativistischen' HF - Verfahren berechnet worden [Wil88], mit dem Resultat:

$$SME = -18.8\text{ MHz}$$

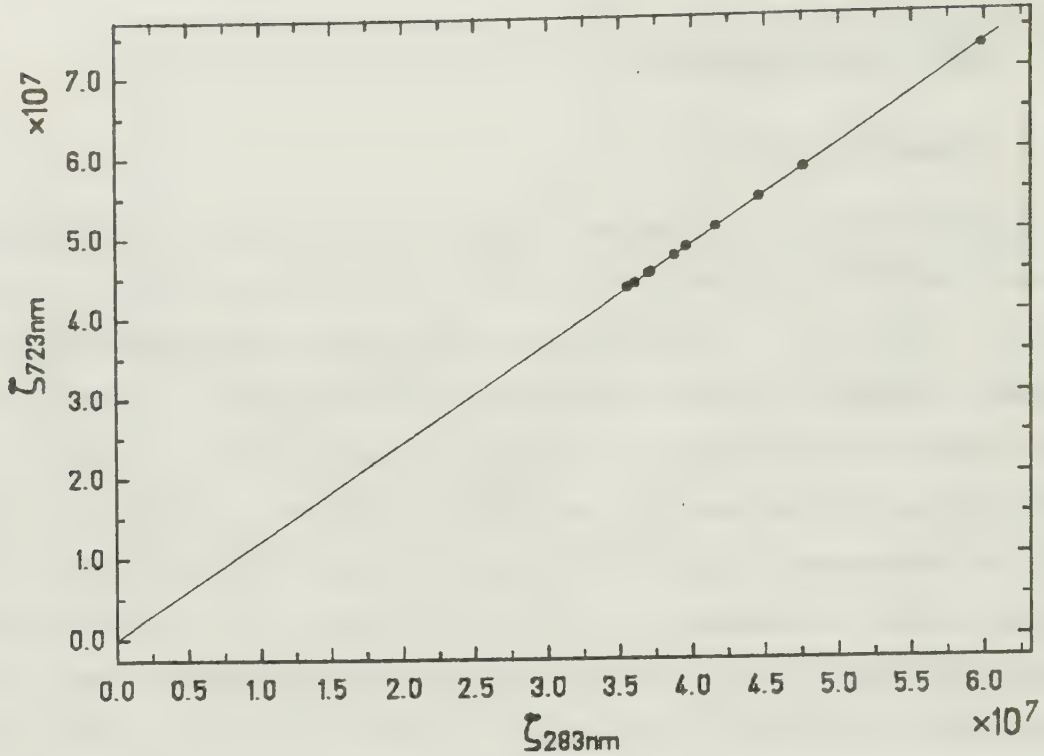


Abb. 7.7: Kinggerade der Übergänge $\lambda = 723\text{nm}$ und $\lambda = 283\text{nm}$. Die modifizierte ISV ist $\zeta = \delta\nu_i^{A,A'} \cdot \frac{AA'}{A-A'}$

$$SME = -0.79 \cdot NME.$$

Der elektronischen Faktor wurde von B. Fricke mit einem MCDF - Verfahren berechnet. Das Ergebniss ist [Fri88]

$$F = 24.87 \cdot \frac{\text{GHz}}{\text{fm}^2}.$$

Die Übereinstimmung zwischen den theoretischen Rechnungen und den Ergebnissen der Kingplotanalyse kann als befriedigend angesehen werden.

Auf Grund der geringen Empfindlichkeit der $\delta \langle r^2 \rangle$ - Werte gegen die Wahl von F und SME sollen hier im weiteren die Werte aus [Din87] (Gleichungen 7.3 und 7.2) benutzt werden. Die so berechneten $\delta \langle r^2 \rangle$ - Werte sind in Tabelle 7.4 aufgelistet, zusammen mit den Daten aus [Ans86]

7.2.2 Die Ladungsradien für Blei

Der Verlauf der Ladungsradien wird im Bereich von ^{208}Pb bis ^{196}Pb recht gut von dem Dropletmodell wiedergegeben (siehe Abbildung 7.8). Ab Masse 196

Masse A	Spin I	$\delta < r^2 >^{A,208}$ fm^2	γ
190 ¹	0	-0.837(13)	0.17(2)
191 ¹	13/2	-0.830(13)	-
192 ¹	0	-0.757(12)	0.28(3)
193 ¹	13/2	-0.746(12)	-
194 ²	0	-0.682(14)	0.46(15)
195 ²	13/2	-0.664(13)	-
196 ²	0	-0.605(12)	0.75(8)
196			0.046(46)
197 ¹	13/2	-0.580(13)	-
197 ³	3/2	-0.608(94)	-
198 ³	0	-0.5275(113)	0.111(16)
199 ³	3/2	-0.5176(55)	-
200 ³	0	-0.4321(71)	0.384(9)
201 ³	5/2	-0.4093(40)	-
202 ³	0	-0.3298(44)	0.447(8)
202 ³	9	-0.3316(42)	-
203 ³	5/2	-0.3033(36)	-
204 ¹	0	-0.2237(24)	0.502(6)
205 ³	5/2	-0.1947(39)	-
206 ¹	0	-0.1176(12)	0.750(4)
207 ¹	1/2	-0.0723(24)	-
208	0	0.0	0.889(5)
209 ³	9/2	+0.0906(52)	-
210 ³	0	+0.2025(138)	0.872(18)
212 ³	0	+0.3984(268)	-
214 ³	0	+0.6093(52)	-

Tab. 7.4: $\delta < r^2 >$ und Staggering Parameter γ für Blei. Es ist ¹⁾ diese Arbeit, ²⁾ [Din87], ³⁾ [Ans86]

setzt wieder eine Abweichung ein, ganz analog zu den Messungen in Thallium. Den Knick über dem Schalenabschluß kann das Dropletmodell erwartungsgemäß nicht beschreiben. Die semiemp. Formel von Wesolowski [Wes85] ergibt auch für Blei recht gute Übereinstimmung, wie auch schon für Ag, In, Sn gezeigt wurde [Din88,Ebe86]. Die Formel enthält zehn Parameter, die an bekannte Radien und Radienänderungen angepasst werden. In dem Ansatz werden explizit die Schalenabschlüsse und die Deformation der Kerne berücksichtigt. Die Parametrisierung der Deformation wurde von [Jän81] übernommen. Sehr gut wird der Verlauf der Radien von den Rechnungen von U. Regge et al. [Zaw85,87,Reg88,Reg88a] wiedergegeben. Der entscheidende neue Punkt in dieser Rechnung ist die Einbeziehung dichteabhängiger Kräfte, die drei - oder vier - Teilchenwechselwirkungen berücksichtigen. Die Rechnungen benutzen den Hartree - Fock - Bogolyubov - Formalismus. Die Ergebnisse reproduzieren neben dem Verlauf der Radien auch das odd - even - Staggering recht gut und geben die negative Krümmung der Radien zwischen den Schalenabschlüssen wieder, wie sie sehr deutlich z.B. bei $Z = 50$ zu sehen sind [Din88,Ebe86]. In Abbildung 7.8 sind die Ergebnisse von zwei Rechnungen eingezeichnet, einmal von [Zaw85], wo eine Vierkörperkraft verwendet wurde, und einmal von [Reg88], wo eine Dreikörperkraft benutzt wurde. Im zweiten Fall, wo bis $A = 190$ gerechnet wurde, ist erkennbar, daß allerdings die Krümmung für Blei etwas zu groß ist, wie man deutlich im Brix - Kopfermann Diagramm sieht, das in Abbildung 7.9 gezeigt ist.

Hier wird auch deutlich, daß der Knick der Radien beim Schalenabschluss auch quantitativ wiedergegeben wird. Bemerkenswert ist, daß der Ansatz für diese Rechnung jegliche Deformation des Kerns vernachlässigt.

Ebenfalls in Abbildung 7.8 eingezeichnet sind die Ergebnisse der Rechnung von Sagawa und Arima [Sag87], die ebenfalls den Knick bei ^{208}Pb reproduzieren, aber das odd - even Staggering nicht so gut wiedergeben. Die Rechnungen wurden ebenfalls im HF - Formalismus gemacht unter Berücksichtigung von Monopolriesonanzresonanzen des Kerns. Die unterschiedliche Steigung der Radien oberhalb und unterhalb des Schalenabschlusses kommt hier durch die unterschiedlichen Radien der verschiedenen Einteilchenzustände zustande.

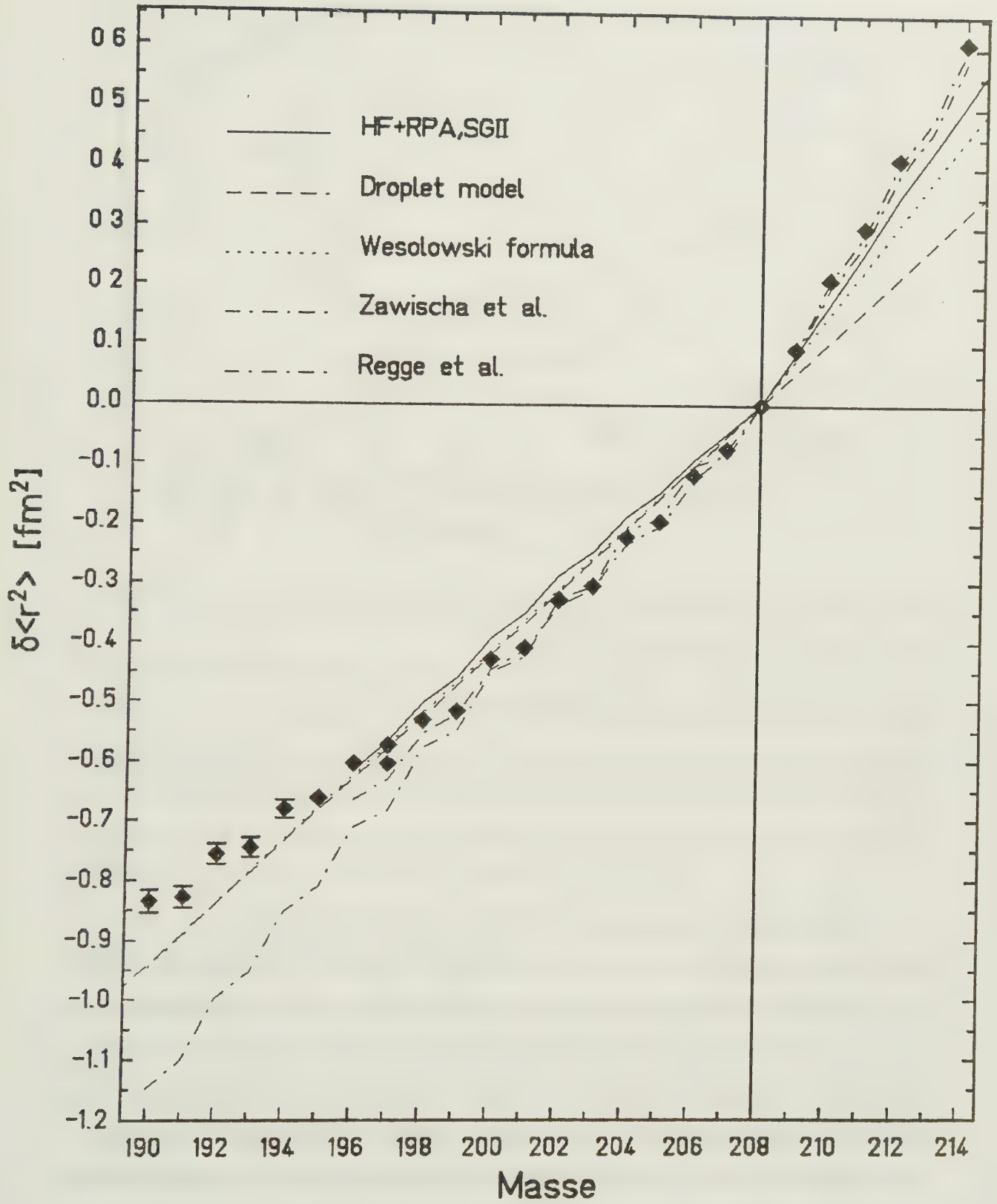


Abb. 7.8: $\delta \langle r^2 \rangle^{208,4}$ für Blei zusammen mit theoretischen Vorhersagen der Radienänderungen.

Es ist $\lambda = K \cdot \delta \langle r^2 \rangle$ mit $K=0.93$

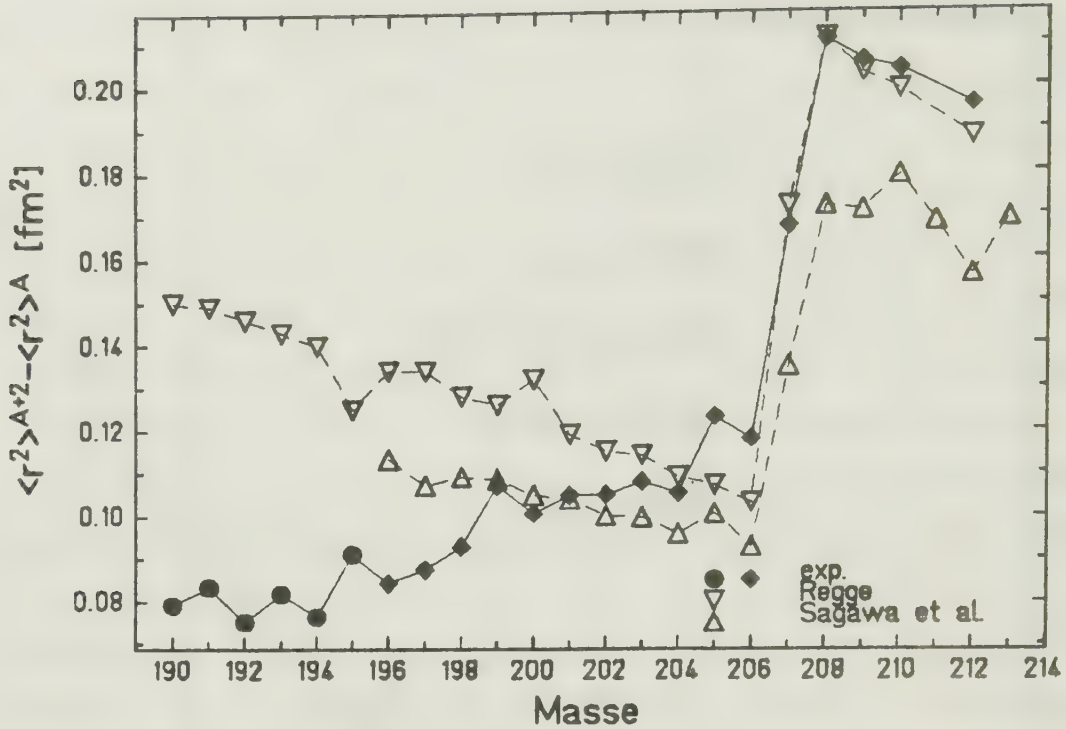


Abb. 7.9: Brix - Kopfermann - Diagramm für Blei zusammen mit den auch in Abbildung 7.8 gezeigten theoretischen Ergebnissen [Sag87],[Reg88a]

7.2.3 Das odd - even Staggering in Blei

Das odd - even Staggering kann beschrieben werden mit dem Staggering Parameter γ

$$\gamma^A = \frac{2\delta \langle r^2 \rangle^{A+1,A}}{\delta \langle r^2 \rangle^{A+2,A}} \quad A \text{ gerade}, \quad (7.4)$$

$\gamma = 1$ bedeutet kein Staggering, $\gamma = 0$ bedeutet vollständiges Staggering, d.h. der Einbau eines zusätzlichen Neutrons in den Kern bringt keine Änderung im mittleren quadratischen Ladungsradius. Die exp. Werte für Blei sind in Abbildung 7.10 gezeigt. Das Staggering der Radien ist fast überall im Periodensystem zu finden. Eine quantitative Erklärung steht aber noch aus. Das Staggering der Hg - Isotope [Dab79] wurde schon bald nach der Messung mit dem 'Pairingeffekt' bei gerader Neutronenzahl und dem 'Blocking' dieses Effektes bei ungerader Neutronenzahl in Verbindung gebracht [Str79]. Die Erklärung über die Polarisierung des Kerns durch das ungepaarte Neutron blieb aber nur qualitativ.

Die ebenfalls in Abbildung 7.10 gezeigten Ergebnisse der Rechnungen von Regge

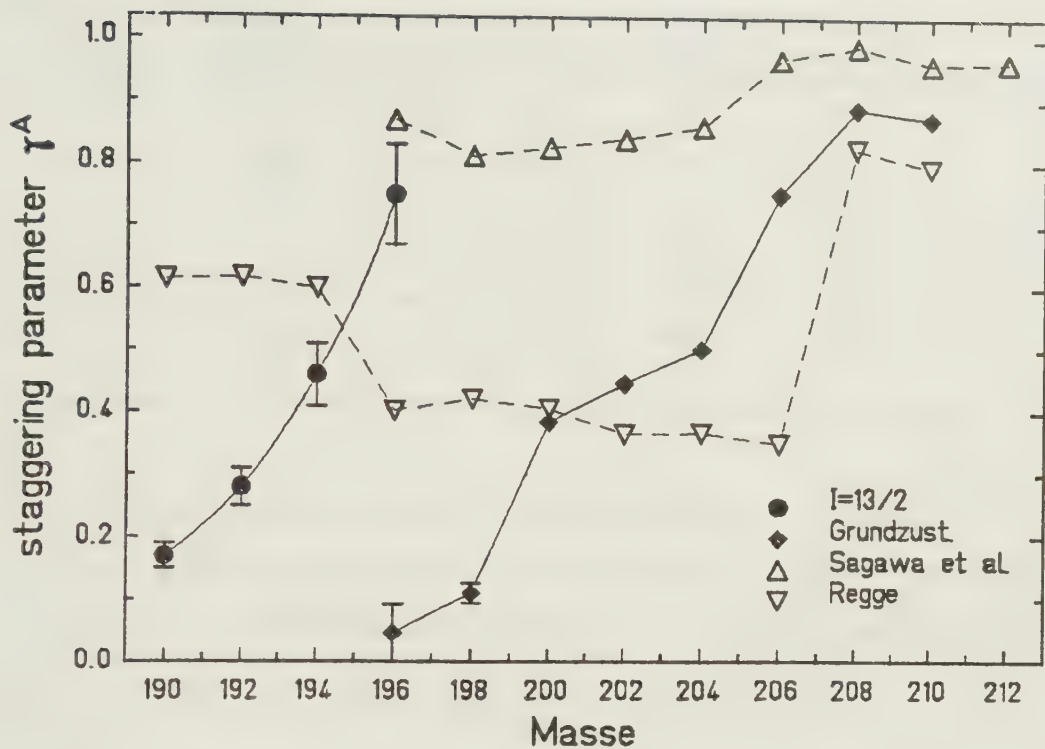


Abb. 7.10: Staggeringparameter γ für Blei

[Reg88a] stellen den ersten quantitativen Ansatz mit guter Übereinstimmung dar.

Die Berücksichtigung von Vierkörperkräften im Kernpotential führt bei einer attraktiven Kraft zur Ausbildung von He - Clustern. Dies tritt verstärkt an der Kernoberfläche auf, und führt zu einer Vergrößerung des Potentialwalls und damit des Radius. Bei ungerader Neutronenzahl wird dieser Effekt durch das 'Blocking' abgeschwächt [Reg88].

7.2.4 Die Deformation der Bleiisotope

Die Deformationen β aus dem Zweiparameteransatz (Formel 7.1) der ISV zeigt deutlich, daß die Bleikerne so gut wie sphärisch sind. Eine kleine Deformation setzt erst bei der Masse 194 ein, und erreicht den Wert $\beta = 0.09(1)$ bei $A = 190$.

Eine mögliche Erklärung für die Deformation ist die Existenz eines $I^\pi = 0^+$ Intruderzustandes und dessen abnehmende Anregungsenergie mit abnehmender Masse. Die Eigenschaften dieses Intruderzustandes wurden intensiv sowohl theoretisch [Ben88] als auch experimentell [Dup87 und Ref. darin] untersucht. Die Deformation des Intruderzustandes ist zusammen mit der Anregungsenergie in

Masse	$E^{exp.}/MeV$	$\beta(0_2^+)$	$\alpha^2/\%$	$\beta(0^+)$
190	0.67	-0.180	2.2	-0.00396
192	0.74	-0.175	1.8	-0.00315
194	0.93	-0.170	1.2	-0.00204
196	1.15	-0.170	0.7	-0.00119
198	1.39	-0.160	0.5	-0.00080

Tab. 7.5: Energie, Deformation und die Mischungsamplitude α für den 0_2^+ - Zustand im Blei

Tabelle 7.5 angegeben. Die Mischung des 0^+ - Grundzustandes mit dem deformierten Intruder könnte zur Deformation des Grundzustandes führen.

Die Mischungsamplitude lässt sich abschätzen nach [Ben88]

$$\tilde{\Psi}_{0^+} = \Psi_{0^+} + \alpha \cdot \frac{\langle V \rangle}{E_{0_2^+} - E_{0^+}} \cdot \Psi_{0_2^+} \quad (7.5)$$

mit $\langle V \rangle \sim 0.1 MeV$; das Quadrat der Mischungsamplitude ist in Tabelle 7.5 mit angegeben. Es wird deutlich, daß die Mischung zwar mit abnehmender Masse zunimmt, aber zu klein ist, um die Abweichung von der Dropletgeraden zu erklären.

Wie in Kapitel 6.2 gezeigt wurde, decken sich die Quadrupolmomente für Blei mit den Einteilchenmomenten einer $i13/2$ Schale. Es kann aber nicht ausgeschlossen werden, daß ein größeres intrinsisches Quadrupolmoment durch die Projektion auf die Symmetrieachse des Kerns die gemessenen kleinen Werte annimmt. Die beiden Grenzfälle für die Projektion sind die starke Kopplung und das 'rotational alignent'. Im ersten Fall würde die Deformation für z.B. ^{191}Pb $\beta = 0.0044(2)$ sein, im zweiten Fall $\beta = -0.0097(6)$. Dies ist fast eine Größenordnung kleiner als sich aus dem Zweiparameteransatz mit $\beta = 0.07(2)$ ergibt. Gegen die Annahme einer kollektiven Deformation spricht auch der Trend der spektroskopischen Quadrupolmomente, die wie in Abbildung 6.2 in Kapitel 6.2 zu sehen ist, zu schwereren Massen hin zunehmen. Dies deckt sich mit dem Trend der Einteilchenmomente, aber nicht mit der Annahme, daß die Deformation mit wachsender Entfernung von den magischen Zahlen zunimmt.

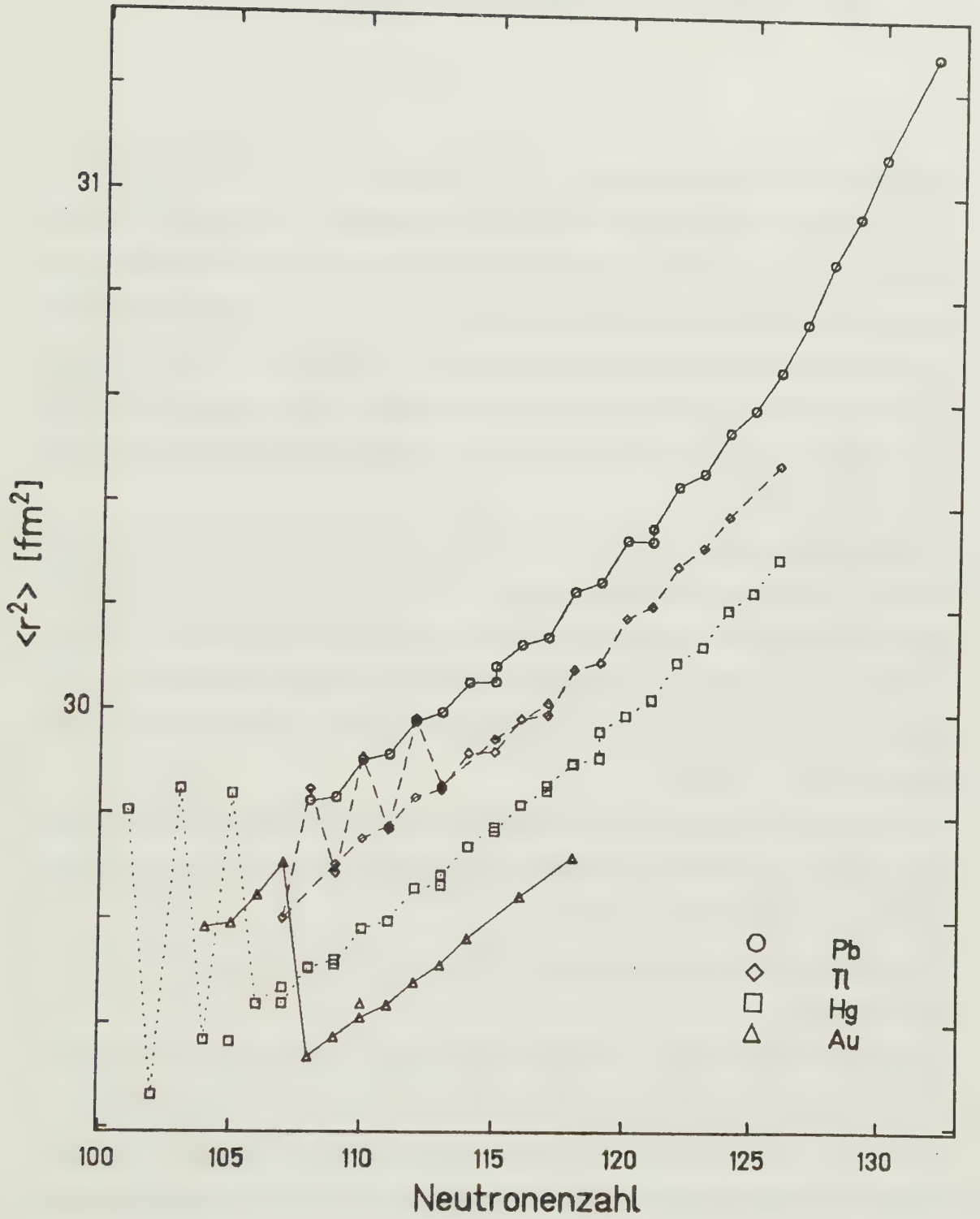
Ein weiterer Punkt, der gegen eine kollektive Deformation spricht, ist, daß die

Änderung der Steigung im Radienverlauf bei $A = 194$ auch als Unterschalenabschluß erklärt werden kann, wie die Ergebnisse der Rechnungen von [Sag87] zeigen.

8 Die Ladungsradien um $Z = 82$

In Abbildung 8.1 sind zusammenfassend die Radienänderungen der Nuklide unterhalb des Schalenabschlusses bei $Z = 82$ gezeigt. Die $\delta \langle r^2 \rangle$ -Werte wurden auf $\langle r^2 \rangle$ umgerechnet, indem der $\langle r^2 \rangle$ -Wert aus dem Dropletmodell für das Isotop der vier gezeigten Elemente das dem Schalenabschluß am nächsten liegt, zu den $\delta \langle r^2 \rangle$ -Werten hinzuaddiert wurde. Bemerkenswert ist die Parallelität der Radienverläufe, wenn man bedenkt, daß gerade die Steigung der $\delta \langle r^2 \rangle$ -Kurven von der atomphysikalischen Analyse abhängt. Dies kann umgekehrt als Indiz angesehen werden, daß die ab initio Berechnung der atomphysikalischen Größen mit selbstkonsistenten Methoden sehr an Boden gewonnen hat. Alle vier gezeigten Elemente stützen sich auf elektronische Faktoren, die mit DF - Rechnungen gewonnen wurden [Fri88], sowie zum Teil auf Resultate für den spez. Masseneffekt, die ebenfalls mit Wellenfunktionen aus selbstkonsistenten Verfahren errechnet wurden.

Eine Ausdehnung der Rechnungen und eine Neuanalyse der älteren Messungen der ISV mit einer semiempirischen Analyse erscheint wünschenswert. Eine umfassende Zusammenstellung von ab initio berechneten elektronischen Faktoren für möglichst viele Elemente soll in naher Zukunft erstellt werden [Fri88].

Abb. 8.1: Verlauf der Ladungsradien um $Z = 82$

9 Zusammenfassung

Die systematische Untersuchung der ISV in der Nähe der abgeschlossenen Schalen wurde im Rahmen dieser Arbeit auf $Z = 82$ ausgedehnt. Die Elemente Blei und Thallium wurden bis zur Masse 190 und 188 vermessen und die Kernmomente zusammen mit der Änderung des mittleren quadratischen Ladungsradius' bestimmt.

Das Akkumulieren der mit Schwerionenreaktionen gebildeten Rückstoßkerne in der 'gebunchten' Ionenquelle des GSI Massenseparators konnte ausgenutzt werden, um die Niedrigspinisomere mit $I = 2$ der neutronenarmen Thalliumisotope bis $A = 190$ zu untersuchen.

Es zeigt sich eine klar erkennbare Isomerieverschiebung gegen die $I = 7$ Isomere, die bei $A = 194$ das Vorzeichen wechselt. Ein Phänomen, das auch bei dem Element Quecksilber beobachtet wird, für das aber keine befriedigende Erklärung existiert. Die magnetischen Momente der Thalliumisotope vervollständigen die Analyse von Ekström [Eks76] und bestätigen die Vorzeichenwahl der magnetischen Momente der $I = 2$ Isomere.

Die Anwendung der Additivitätsregel auf die $u - u$ Kerne zeigt qualitativ gute Übereinstimmung mit dem Experiment und bestätigt so die Zuordnung der Konfiguration der beteiligten Kernzustände.

Die Quadrupolmomente zeigen eine leichte oblate Deformation der $9/2^-$ - Intruderzustände.

Die Momente der Bleiisotope zeigen ausgeprägten Einteilchencharakter und somit die fast sphärische Form der Kerne mit abgeschlossener Protonenschale.

Die bei $A = 194$ einsetzende Abweichung vom linearen Verlauf des mittleren quadratischen Ladungsradius' der Bleiisotope kann nicht mit der Mischung des 0_1^+ - Grundzustandes mit dem deformierten 0_2^+ - Intruderzustand erklärt werden wie Rechnungen der Deformation von Bengtson et al. [Ben88] zeigen.

Das odd - even Staggering und der Knick der Ladungsradien am Schalenabschluss werden sehr gut von Hartree - Fock Rechnungen wiedergegeben, die effektive

3 - und 4 -Teilchenwechselwirkungen im Kern berücksichtigen.

Literatur

- [Ans86] M. Anselment, W. Faubel, S. Göring, A. Hanser, G. Meisel, H. Rebel, G. Schatz; Nucl.Phys.A451 (1986) 471
- [Ari54] A. Arima, H. Horie; Progr.Theor.Phys. 12 (1954) 623
- [Ari72] A. Arima, L.J. Huang-Lin; Phys.Lett. 41B (1972) 429 und 435
- [Ari86] A. Arima, H. Sagawa; Phys.Lett.B173 (1986) 351
- [Auf87] P. Aufmuth, K. Heilig, A. Steudel; Atomic Data and Nuclear Data Tables 37 (1987) 455
- [Bab63] F. A. Babushkin; Sov.Phys.JETP17 (1963) 1118
- [Bak63] E. B. Baker, L.W. Burd; Rev. Scient. Instr.34 (1963) 238
- [Bau73] R. Bauer, J. Speth, V. Klemt, P. Ring, E. Werner, T. Yamazaki; Nucl.Phys.A209 (1973) 535
- [Ber85] D. Berdichevsky, F. Tondeur; Z.Phys.A322 (1985) 141
- [Ben88] R. Bengtsson, W. Nazarewicz; zur Veröffentlichung eingereicht und private Mitteilung.
- [Blu84] S. A. Blundell, P. E. G. Baird, C. P. Botham, C. W. P. Palmer, D. N. Stacey, G. K. Woodgate; J.Phys.B17 (1984) 53
- [Blu85] S. A. Blundell, P. E. G. Baird, C. W. P. Palmer, D. N. Stacey, G. K. Woodgate, D. Zimmermann; Z.Phys.A321 (1985) 31
- [Blu87] S. A. Blundell, P. E. G. Baird, C. W. P. Palmer, D. N. Stacey, G. K. Woodgate; J.Phys.B20 (1987) 3663
- [Bod60] A. R. Bodmer; Nucl.Phys.21 (1960),347
- [Boe74] F. Boehm, P. L. Lee; Atomic Data and Nuclear Data Tables 14 (1974),605
- [Boh69] A. Bohr, B. R. Mottelson; *Nuclear Structure Vol. I*, W. A. Benjamin, Inc., 1969, New York, Amsterdam

- [Boh75] A. Bohr, B. R. Mottelson; *Nuclear Structure Vol. II*, W. A. Benjamin, Inc., 1975, New York etc.
- [Bor83] G.L. Borchert, O.W.B. Schult, J. Speth, P.G. Hansen, B. Jonson, H.L. Ravn, J.B. McGrory, The ISOLDE Collaboration; *Il Nuovo Cimento* 73 (1983) 273
- [Bou85] J.A. Bounds, C.R. Bingham, P. Juncar, H.K. Carter, G.A. Leander, R.L. Mlekodaj, E.H. Spejewski, W.M. Fairbank, Jr.; *Phys.Rev.Lett.*55 (1985) 2269
- [Bou86] J.A. Bounds Dissertation 1986, Universität von Tennessee, Knoxville, USA
- [Bou87] J.A. Bounds, C.R. Bingham, H.K. Carter, G.A. Leander, R.L. Mlekodaj, E.H. Spejewski, W.M. Fairbank, Jr.; *Phys.Rev.C*36 (1987) 2560
- [Bru81] C. Bruske, K.-H. Burkard, W. Hüller, R. Kirchner, O. Klepper, E.Roeckl; *Nucl.Instr.Meth.*186 (1986) 61
- [Bus83] F. Busch, D. Croome, H. Göringer, V. Hartmann, J. Lowsky, D. Marinescu, K. Winkelmann: *Experiment Data Acquisition and Analysis System (EDAS) Vol.2*, GSI 83-4 (1983)
- [Büt84] S. Büttgenbach; *Hyp.Int.*20 (1984),1
- [Coe85] E. Coenen, K. Deneffe, M. Huyse, P. Van Duppen, J.L. Wood; *Phys.Rev.Lett.*54 (1985) 1783
- [Dab79] P. Dabkiewicz; F. Buchinger, H. Fischer, H.-J. Kluge, H. Kremmling, T. Kühl, A. C. Müller, H. A. Schuessler; *Phys.Lett.*82B (1979) 199
- [Dab80] P. Dabkiewicz; Dissertation Mainz (1980)
- [Dem84] J. Dembczynski, H. Rebel; *Z.Phys.A*315 (1984) 137
- [Din87] U. Dinger, J. Eberz, G. Huber, R. Menges, S. Schröder, R. Kirchner, O. Klepper, T. Kühl, D. Marx, G. D. Sprouse; *Z.Phys.A*328 (1987) 253
- [Din88] U. Dinger; Dissertation Mainz 1988, GSI-Report 88-11
- [Din88a] U. Dinger private Mitteilung 1988

- [Dio76] J.S. Dionisio, Ch. Vieu, W. De Wieclawik, R. Foucher, M. Beiner, S.E. Larsson, G. Leander, I. Ragnarsson; J.Phys.G: Nucl.Phys.2 (1976) L183
- [Dor86] C. O. Dorso, W. D. Myers, W. J. Swiatecki; Nucl.Phys.A451 (1986) 189
- [Dup87] P.v. Duppen, E. Coenen, K. Deneffe, M. Huyse, J.L. Wood; Phys. Rev. C35 (1987) 1861
- [Ebe86] J. Eberz; Dissertation, Mainz (1986), GSI-Report 86-20
- [Ebe87] J. Eberz, U. Dinger, G. Huber, H. Lochmann, R. Menges, R. Neugart, R. Kirchner, O. Klepper, T. Kühn, D. Marx, G. Ulm, K. Wendt, THE ISOLDE COLLABORATION; Nucl.Phys.A464 (1987) 9
- [Eks76] C. Ekström, G. Wannberg, Y.S. Shishodia; Hyperfine Interactions 1 (1976) 437
- [Eng74] R. Engfer, H. Schneuwly, J. L. Vuilleumier, H. K. Walter, A. Zehnder; Atomic Data and Nuclear Data Tables 14 (1974) 509
- [Fis70] W. Fischer; Fortschr.d.Physik 18 (1970) 89
- [Flu76] A. Flusberg, T. Mossberg, S.R. Hartmann; Phys.Rev.A14 (1976) 2146
- [Fra62] E. E. Fradkin; Sov.Phys.JETP15 (1962) 1550
- [Fri88] B. Fricke; private Mitteilung (1988)
- [Ger78] S. Gerstenkorn, P. Luc; *Atlas du Spectre d'Absorption de la Molecule d'Iode*, Laboratoire Aimé-Cotton, CNRS II (1978)
- [Ger79] S. Gerstenkorn, P. Luc; Revue de Physique Appliquée 14 (1979) 791
- [Goo69] D. Goorvitch, S.P. Davis, H. Kleiman; Phys.Rev.188 (1969) 1897
- [Goo77] A.L. Goodman, Nucl.Phys.A287 (1977) 1
- [Gre88] M. Grexa, G. Hermann, G. Lasnitschka, B. Fricke; Phys.Rev.A38 (1988) 1263
- [Ham85] J. H. Hamilton, P. G. Hansen, E. F. Zganjar; Rep.Prog.Phys.48 (1985) 631
- [Ham88] J. H. Hamilton in: *Treatise on Heavy Ion Science 8*, ed. D. A. Bromley, Plenum Press, New York, zu veröffentlichen (1988)

- [Hei74] K. Heilig, A. Steudel; Atomic Data and Nuclear Data Tables 14 (1974),613
- [Hey83] K. Heyde, P. van Isacker, M. Waroquier, J. L. Wood, R. A. Meyer; Phys.Rep.102 (1983) 291
- [Hey87] K. Heyde, J. Jolie, J. Moreau, J. Ryckebusch, M. Waroquier, P. van Duppen, M. Huyse, J.L. Wood; Nucl.Phys.A466 (1987) 189
- [Hey88] K. Heyde, J. Ryckebusch, M. Waroquier, J.L. Wood; Nucl.Phys.A484 (1988) 275
- [Huy81] M. Huyse, K. Cornelis, G. Lhersonneau, J. Verplancke, W. B. Walters, K. Heyde, P. van Isacker, M. Waroquier, G. Wenes, H. Vincx; Nucl.Phys.A352 (1981) 247
- [Jam77] F. James, M. Roos; CERN COMPUTER CENTRE, Program Library, D506 (1977)
- [Jän81] J. Jännecke; Phys.Lett.103B (1981),1
- [Kau76] S. L. Kaufman; Opt.Comm.17 (1976) 309
- [Kin85] W.H. King, M. Wilson; J.Phys.G: Nucl.Phys.11 (1985) L43
- [Kir86] R. Kirchner, O. Klepper, D. Marx, G.-E. Rathke, B. Sherrill; Nucl.Instr.Meth.A247 (1986) 265
- [Kle88] O. Klepper; private Mitteilung (1988)
- [Knü86] W. Knüpfer, W. Müller, B.C. Metsch, A. Richter; Nucl.Phys.A457 (1986) 292
- [Kop58] H. Kopfermann; *Nuclear Moments*, Academic, New York (1958)
- [Kre81] A.J. Kreiner, M.A.J. Mariscotti, C. Baktash, E. der Mateosian, P. Thieberger; Phys.Rev.C23 (1981) 748
- [Kre81a] A.J. Kreiner, C. Baktash, G. Garcia Bermudez, M.A.J. Mariscotti; Phys.Rev.Lett.47 (1981) 1709
- [Küh87] T. Kühl, R. Kirchner, O. Klepper, D. Marx, U. Dinger, J. Eberz, G. Huber, H. Lochmann, R. Menges, G. Ulm; Nucl.Instr.Meth.B26 (1987) 419

- [Led78] C. M. Lederer, V. S. Shirley, eds.: *Table of Isotopes* (1978), Wiley, New York
- [Lee73] P.L. Lee, F. Boehm; *Phys.Rev.C8* (1973) 819
- [Lin74] I. Lindgren, A. Rosén; *Case Studies in atomic physics* 4 (1974),93
- [Lip85] E. Lipparini, S. Stringari, A. Richter; *Phys.Lett.160B* (1985) 221
- [Löb70] K.E.G. Löbner, M. Vetter, V. Hönig; *Nucl.Data Tabl.A7* (1970) 495
- [Mav65] H. A. Mavromatis, L. Zamik, G. E. Brown; *Nucl.Phys.A80* (1965) 545 E. Vapirev; *Phys.Rev.C26* (1982) 493
- [Mai72] K.H. Maier, K. Nakai, J.R. Leigh, R.M. Diamond, F.S. Stephens; *Nucl.Phys.A183* (1972) 289
- [Mas74] H. S. W. Massey, H. B. Gilbody; *Electronic and ionic impact phenomena Vol.4*, Clarendon, Oxford (1974)
- [Moo71] C. E. Moore; *Atomic Energy Levels Vol.III*, NSRDS-NBS 35 National Bureau of Standards (U.S), (1971)
- [Mye83] W. D. Myers, K.-H. Schmidt; *Nucl.Phys.A410* (1983) 61
- [Neu85] R. Neugart, H.H. Stroke, S.A. Ahmad, H.T. Duong, H.L. Ravn, K. Wendt; *Phys.Rev.Lett.55* (1985) 1559
- [New74] J.O. Newton, F.S. Stephens, R.M. Diamond; *Nucl.Phys.A236* (1974) 225
- [New70] J.O.
Newton, S.D. Cirilov, F.S. Stephens, R.M. Diamond; *Nucl.Phys.A148* (1970) 593
- [Nil55] S. G. Nilsson; *Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-fys. Medd.* 29, No.16 (1955)
- [Ott88] E. W. Otten in: *Treatise on Heavy Ion Science 8*, ed. D. A. Bromley, Plenum Press, New York, zu veröffentlichen (1988)
- [Pal87] C.W.P. Palmer; *J.Phys.B20* (1987) 5987
- [Pet73] F. Petrovich; *Nucl.Phys.A203* (1973) 65
- [Pop88] N.A.F.M. Poppelier, P.W.M. Glaudemans; *Z.Phys.A329* (1988) 275

- [Reg88] U. Regge, D. Zawischa; Phys.Rev.Lett. 61 (1988) 149
- [Reg88a] U. Regge private Mitteilung
- [Rei81] W. Reisdorf; Z.Phys.A300 (1981),227
- [Rou77] C. Roulet, G. Albouy, G. Auger, J.M. Lagrange, M. Poutrat, K.G. Rensfelt, H. Richel, H Sergolle, J. Vanhorenbeeck; Nucl.Phys.A285 (1977) 156
- [Sag87] H. Sagawa, A. Arima, O. Scholten; Nucl.Phys.A474 (1987) 155
- [Sch55] C. Schwartz; Phys.Rev.97 (1955) 380
- [Sch57] C. Schwartz; Phys.Rev.105 (1957) 173
- [Sel69] E. C. Seltzer; Phys.Rev.188 (1969) 188
- [Spe77] J. Speth, E. Werner, W. Wild; Phys.Rep.33 (1977) 127
- [Sha63] A. de Shalit, I. Talmi Nuclear Shell Theory Academic Press, New York, London (1963)
- [Ste51] R. Sternheimer; Phys.Rev.84 (1951) 244
- [Ste83] Ch. Stenzel, H. Grawe, H. Haas, H.-E. Mahnke, K.H. Maier; Nucl.Phys.A411 (1983) 248
- [Ste85] C. Stenzel, H. Grawe, H. Haas, H.-E. Mahnke, K.H. Maier, Z.Phys.A322 (1985) 83
- [Str79] H.H. Stroke, D. Proetel, H.-J. Kluge; Phys.Lett.82B (1979) 204
- [Tho83] R.C. Thompson, M. Anselment, K. Bekt, S. Göring, A. Hanser, G. Meisel, H. Rebel, G. Schatz, B.A. Brown; J.Phys.G: Nuc..Phys.9 (1983) 443
- [Tow77] I.S. Towner, F.C. Khanna, O. Häusser; Nucl.Phys.A277 (1977) 285
- [Tre83] J. Treherne, J. Genevey, S. André, R. Beraud, A. Charvet, R. Duffait, A. Emsallem, M. Meyer, C. Bourgeois, P. Kilcher, J. Sauvage, F. A. Beck, T. Byrski; Phys.Rev.C27 (1983) 166
- [Ulm84] G. Ulm; Dissertation, Mainz (1984), GSI-Report 84-8
- [Ulm86] G. Ulm, S.K. Bhattacharjee, P. Dabkiewicz, G. Huber, H.-J. Kluge, T. Kühl, H. Lochmann, E.-W. Otten, K. Wendt, S.A. Ahmad, W. Klempt, R. Neugart, The ISOLDE Collaboration; Z.Phys.A325 (1986) 247

- [Uyt75] J. Uyttenhove, K. Heyde, H. Vincx, M. Waroquier; Nucl.Phys.A241 (1975) 135
- [Vol77] E. I. Volmyanskii, V. G. Dubro; Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Seriya Fizicheskaya, Vol.41 (1977) 1252
- [Wal87] K. Wallmeroth, G. Bollen, A. Dohn, P. Egelhof, J. Grüner, H.-J. Kluge, F. Lindenlauf, U. Krönert, J. Campos, A. Rodriguez Yunta, M.J.G. Borge, A. Venugopalan, J.L. Wood, R.B. Moore, The ISOLDE Collaboration; Phys.Rev.Lett.58 (1987) 1516
- [War85] A. H. Warpstra, G. Audi; Nucl.Phys.A432 (1985) 1
- [Wes85] E. Wesolowski; J.Phys.G11 (1985) 909
- [Wil88] M. Wilson, private Mitteilung 1988
- [Yam79] T. Yamazaki; in *Mesons in Nuclei*, ed.: M. Rho, D. H. Wilkinson, North Holland, Amsterdam (1979) 651
- [Zaw85] D. Zawischa; Phys.Lett.B155 (1985) 309
- [Zaw87] D. Zawischa, U. Regge, R. Stapel; Phys.Lett.B185 (1987) 299

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. G. Huber danke ich für die Stellung des Themas und die Betreuung während der Arbeit.

Mein Dank gilt auch der gesamten Massenseparatorgruppe der GSI für ihre Unterstützung bei allen während der Vorbereitung und Durchführung der Experimente auftretenden Probleme. Insbesondere danke ich Herrn Dr. R. Kirchner für die stetige Fortentwicklung und Verbesserung der Ionenquellen, Herrn Dr. O. Klepper für die Durchführung der kernspektroskopischen Messungen während der Strahlzeiten und Herrn Dr. D. Marx für die Durchführung der HIVAP-Rechnungen. Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. T. Kühl, Frau Dr. S. Dutta und Prof. G.D. Sprouse für die Unterstützung bei der Strahlzeit an der GSI.

Bei Herrn Prof. B. Fricke, Herrn Prof. M. Wilson, Herrn Dr. P. Aufmuth und Herrn Dr. U. Regge möchte ich mich für die Durchführung der ab-initio-Rechnungen bedanken.

Den Mitgliedern der Gruppe Huber sei für die vielfältige Unterstützung bei den Experimenten in Mainz und an der GSI gedankt, Herrn Dr. U. Dinger für die Hilfe bei der Datenauswertung.

Meinen Eltern danke ich für das Ermöglichen dieses Studiums und meiner Frau Karin für ihre Hilfe und ihr Verständnis.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name:	Menges
Vorname:	Ralf
Wohnort:	Holunderweg 26, 6500 Mainz
Geburtsort:	Kirberg / Ts.
Geburtsdatum:	6.11.1956
Familienstand:	verheiratet seit 3.10.1985

Ausbildung und Berufsweg

23.4.1963 - 11.7.1967	Grundschule in Willmenrod
8.1967 - 6.1976	Konrad Adenauer - Gymnasium Westerburg
15.6.1976	Abitur
1.10.1976	Studienbeginn an der Johannes Gutenberg - Universität, Mainz, Fachrichtung Physik.
30.10.78	Vordiplom
Feb.1981 - Feb.1983	Wissenschaftl. Hilfskraft am Inst. für Physik
25.3.83	Diplom in Physik Diplomarbeit: 'Spektroskopie von Rydbergzuständen am Indium', angefertigt am Institut für Physik Mainz und bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt.
seit 1.5.83	wissenschaftl. Mitarbeiter am Institut für Physik der Univ. Mainz

